



# Devenir d'une lithosphère en subduction dans le manteau terrestre : Etude de sa déformation et des flux mantelliques associés

Christelle Loiselet

## ► To cite this version:

Christelle Loiselet. Devenir d'une lithosphère en subduction dans le manteau terrestre : Etude de sa déformation et des flux mantelliques associés. Géologie appliquée. Université Rennes 1, 2009. Français. NNT : . tel-00583031

**HAL Id: tel-00583031**

**<https://theses.hal.science/tel-00583031>**

Submitted on 4 Apr 2011

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



**THÈSE / UNIVERSITÉ DE RENNES 1**  
*sous le sceau de l'Université Européenne de Bretagne*

pour le grade de  
**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE RENNES 1**  
*Mention : Sciences de la Terre*

**Ecole doctorale Sciences de la Matière**

présentée par

**Christelle Loiselet**

préparée à l'unité de recherche 6118  
Géosciences Rennes  
UFR SPM

---

## **Intitulé de la thèse**

Devenir d'une  
lithosphère en  
subduction dans le  
manteau terrestre:

*Étude de sa déformation et  
des flux mantelliques  
associés*

**Thèse soutenue à Rennes  
le 8 Décembre 2009**

devant le jury composé de :

**Philippe DAVY**

Directeur de Recherche, Rennes 1 / *président*

**Saskia GOES**

Lecturer , Imperial College London / *rapporteur*

**Yanick RICARD**

Directeur de Recherche, ENS Lyon / *rapporteur*

**Luce FLEITOUT**

Directeur de Recherche, ENS Paris / *examineur*

**Joseph MARTINOD**

Professeur, P. Sabatier Toulouse III / *examineur*

**Neil RIBE**

Directeur de Recherche, IPG Paris / *examineur*

**Jean BRAUN**

Professeur, J. Fourier Grenoble I / *directeur de thèse*

**Laurent HUSSON**

Charge de Recherche, Rennes 1 / *co-directeur de thèse*

**Djordje GRUJIC**

Professeur, Dalhousie University / *invité*





*“Everything should be made as simple as possible, but not simpler.”*

Albert Einstein [1879-1955]

À mon Grand Père.



# Table des matières

Résumé / <i>Abstract</i>	5
Introduction / <i>Introduction</i>	11
<b>1 Des observables à la modélisation de la subduction / <i>From subduction observations to subduction model</i></b>	<b>19</b>
1.1 Détermination de la géométrie du panneau plongeant . . . . .	21
1.2 Géométrie du slab et rhéologie . . . . .	30
1.3 Modélisation de la dynamique de la subduction . . . . .	39
1.4 Les techniques de modélisation . . . . .	49
1.5 Eléments finis : le modèle DOUAR . . . . .	51
1.6 De la cinématique à la dynamique de subduction . . . . .	58
<b>2 De la déformation longitudinale des panneaux plongeants à leur rhéologie / <i>From longitudinal slab curvature to slab rheology</i></b>	<b>73</b>
2.1 Introduction à la déformation longitudinale de la lithosphère . . . . .	75
2.2 <i>From longitudinal slab curvature to slab rheology</i> (Loiselet et al., 2009) . .	78
2.3 Retrait de la lithosphère et flux toroïdale mantellique associé . . . . .	83
<b>3 Devenir d’une lithosphère en subduction dans le manteau terrestre / <i>The fate of subducting lithosphere in the Earth mantle</i></b>	<b>91</b>
3.1 Interactions entre une plaque fine en chute libre dans un fluide visqueux : <i>Apport de la modélisation analogique</i> . . . . .	95
3.2 Déformation des plaques en subduction <i>Subducting slabs : Jellyfishes in the Earth’s mantle</i> (Loiselet et al., G3 - submitted) . . . . .	113
3.3 Conclusions . . . . .	163
<b>Conclusions &amp; Perspectives</b>	<b>164</b>
<b>Liste des figures / Liste des tables</b>	<b>201</b>



# Devenir d'une lithosphère en subduction dans le manteau terrestre : *Étude de sa déformation et des flux mantelliques associés.*

## Résumé

Dans une zone de subduction, différents acteurs principaux sont mis en jeu : la lithosphère en subduction, les lithosphères chevauchante et adjacentes et le manteau environnant. Leur interaction provoque une dynamique aux niveaux des zones de subduction qui se caractérise principalement par la sismicité, le volcanisme arrière arc, la migration du slab, la déformation de la plaque supérieure et enfin des flux mantelliques. Plus particulièrement, ces phénomènes soulignent l'existence d'une dynamique profonde associée à l'interaction entre la lithosphère en subduction et le manteau environnant. Les différentes étapes de l'évolution d'une lithosphère en subduction dans le manteau terrestre correspondent à des événements géologiques qui seront enregistrés et potentiellement préservés. De plus, les données sismologiques (tomographie sismique, anisotropie sismique), provenant des zones de subduction, nous renseignent sur la diversité des géométries des panneaux plongeants en profondeur et des flux mantelliques. Cependant, la géologie de surface et la tomographie sismique ne nous permettent pas de comprendre l'évolution temporelle du comportement de la lithosphère dans le manteau et la dynamique associée. De plus, malgré un effort permanent sur la compréhension de la dynamique des zones de subduction, la viscosité de la lithosphère est encore mal connue : à présent, le rapport de viscosité entre la lithosphère en subduction et le manteau avoisinant utilisé atteint des gammes très larges, allant de 1 à l'infini, ce qui est insatisfaisant et ce qui laisse une grande liberté d'interprétation sur la dynamique interne de la Terre. Les travaux que j'ai conduit sur cette problématique durant la thèse permettent désormais de remédier à cette lacune. Mon approche scientifique a consisté en la combinaison de trois différentes méthodes de modélisation (analogique, semi analytique et numérique) afin de contraindre la rhéologie qui régit la déformation de la lithosphère et les flux mantelliques associés. Par l'étroite confrontation des prédictions (modèles) et les observations disponibles (données sismologiques pour l'essentiel), j'apporte de nouvelles contraintes sur le devenir d'une lithosphère en subduction dans le manteau, couplées avec une précision sur la structuration du manteau. Les résultats des modèles au regard des données géophysiques prédisent une lithosphère faiblement visqueuse (le rapport de viscosité entre la lithosphère et le manteau ne saurait excéder 100) qui atteint lors de sa descente dans le manteau la forme spécifique d'une *méduse*. Ce résultat majeur apporte une nouvelle interprétation sur l'origine des épanchements de lithosphère dans le manteau profond et une précision sur la stratification entre le manteau supérieur et le manteau inférieur faible pour permettre ainsi la pénétration de la lithosphère dans le manteau inférieur. Cette étude apporte de nouvelles données sur la compréhension de l'interaction entre le flux mantellique et la lithosphère.

**Mots clés :** subduction, flux mantellique, géométrie des slabs, viscosité



# Fate of a subducting lithosphere in the Earth mantle : *Study of its deformation and mantle flows associated.*

## ***Abstract***

A subduction zone is composed of several components : the subducting lithosphere, the surrounding mantle and the overriding and adjacent lithospheres. The interaction of these components is responsible for the complex dynamics of subduction zones which are characterised by seismicity, back-arc volcanism, trench retreat, deformation of the overriding plate and the flow within the surrounding mantle. Such surface phenomena highlight deep dynamics associated with the interaction between the subducting lithosphere and the surrounding mantle. The various phases in the evolution of a subduction system correspond to geological events that are recorded and, to some degree, preserved in the geological record. Seismological data (seismic tomography, seismic anisotropy) at different subduction zones show a large variety of slab geometries and mantle flow around convergent plate boundaries. Whilst seismic tomography does not allow us to understand the temporal evolution of the slab behaviour, surface geology does provide some insight into the time evolution, even though it carries little information regarding the dynamics of the slab and the surrounding mantle during subduction. Despite the vast amount of research conducted by the geodynamics community to understand the dynamics of subduction zones, the viscosity of the subducting lithosphere is not well constrained. At present, the viscosity ratio between the slab and surrounding mantle used in models of subduction zones ranges from one to infinity. Clearly this is unsatisfactory and such a wide range of viscosity contrasts leaves the dynamics of the Earth open to numerous interpretations. In this thesis, we aim to rectify this unresolved issue by providing a tighter constraint on the range of possible viscosity contrasts between the slab and the surrounding mantle. To quantify the viscosity contrast between the slab and surrounding mantle, I used the rheological dependence of the geometrical response of a viscous subducting slab, subjected to mantle flow induced by slab motion. By combining results from analogue experiments, semi-analytic solutions and 3D numerical methods, I was able to quantify the fate of a subducting slab in the mantle. The comparison of these model results, with geophysical data (mainly seismic tomography and earthquake distributions on a selection of subduction zones) indicated that the viscosity contrast between the slab and upper mantle is small and should not exceed 100. According to this weak slab prediction, the geometry of a subducting slab was observed to ultimately evolve into a “jellyfish” like shape. The weak slab prediction also provides a new explanation of the seismic anomalies observed in the deep mantle. Additionally, in order to support the observed slab penetration into the lower mantle, combined with the assumption of a weak slab, it was also possible to constrain the density contrast and the viscosity structure of the mantle, in particular, the ratio of upper to lower mantle viscosity.

**Key-words :** subduction, mantle flow, slab geometry, viscosity





## Remerciements

Merci à tous ceux qui ont permis l'aboutissement de cette thèse, de près comme de loin. Je pense tout particulièrement à Jean Braun, qui a su à la fois superviser et encadrer mes travaux de recherche et me conseiller dans les directions à prendre tout au long de la gestion de ce projet scientifique. Je souhaite le remercier de m'avoir permise de mener à bien mon projet professionnel et de m'avoir encouragée à un travail de recherche tourné vers l'international grâce à ma participation à de nombreux congrès et à des séjours à l'étranger. Je souhaite aussi remercier Laurent Husson qui a participé à l'encadrement de ce travail tout au long de ces trois années de thèse, et qui a également été d'un fort soutien et de bon conseil notamment dans l'évolution de ma démarche scientifique. Enfin, un grand merci à Djordje Grujic qui m'a accueillie dans son laboratoire et avec qui j'ai établi une collaboration scientifique fructueuse. Je remercie les membres du comité de ma thèse d'avoir accepté d'examiner et de juger mon travail. Je pourrais encore citer de nombreuses personnes qui ont, soit par des discussions, soit par du soutien et même des collaborations, permis la concrétisation de ce projet, comme Philippe Yamato, Cedric Thieulot, Christian le Carlier de Veslud, Philippe Fullsack, Jacques Precigout, Dave Whipp, Erwan Hallot, Pierre Gauthier et d'autres que j'oublie de citer certainement. Je pense aussi à Wiki Royden qui m'a également accueillie dans son laboratoire durant une semaine. Durant ces trois années, j'ai pu rencontrer des thésards et post doc d'un peu partout dans le monde avec qui j'espère pouvoir garder contact le plus longtemps possible et créer des collaborations scientifiques. Je pense donc aux copains de Géosciences Rennes, de Dalhousie, du MIT, de l'ETH, du LPGN Nantes et ceux rencontrés dans les congrès. Je remercie plus particulièrement, Malvina, Cody, Davidave qui ont, à leur façon, contribué à la finalisation de ce travail. Et puis, il y a les copains de la vraie vie, ceux qui m'ont permis de m'évader du monde de la recherche afin de prendre du recul sur la thèse, moments indispensables pour donner un nouvel air à l'imagination. Un petit clin d'oeil à Caroline, Benoît et Sina avec qui j'ai partagé des moments vraiment agréables à Halifax. Enfin, je remercie mes parents et mes petits frères qui m'ont toujours soutenue et aidée dans l'investissement de mes études durant ces huit années. Enfin, c'est fini!!! Cette belle expérience à la fois professionnelle et personnelle a été partagée avec Vincent, que je remercie du fond du coeur pour m'avoir épaulée, soutenue et attendue. Enfin, je remercie les organismes qui ont soutenu ce travail financièrement. Il s'agit pour l'essentiel de l'ANR, l'Université Européenne de Bretagne, l'Université de Rennes 1, Rennes Métropole et Géosciences Rennes, mon laboratoire d'accueil.



# Introduction



Les grandes déformations tectoniques observées à la surface du globe sont en partie localisées le long des limites de plaques, (1) dans les océans (comme les rides médio-océaniques ou les zones de subduction), mais également (2) sur les continents (au niveau des chaînes de montagne). Ces grandes déformations sont aujourd'hui bien expliquées par les concepts de la théorie de la Tectonique des Plaques, introduite dans un premier temps par Wegener en 1912 avec la dérive des continents, puis plus tard complétée par d'autres auteurs tels que McKenzie & Parker (1967), Morgan (1968), ou encore Le Pichon (1968). Cette théorie décrit un modèle permettant d'expliquer les déformations de la lithosphère se traduisant essentiellement par le découpage de la lithosphère en un certain nombre de plaques dites rigides, bougeant les unes par rapport aux autres en glissant comme un tapis roulant (Hess, 1962). Cette théorie a révolutionné notre compréhension de la dynamique interne de la Terre. Depuis, on observe, de la part de la communauté des géologues et des géophysiciens, (1) un effort considérable sur l'acquisition, toujours plus importante, de données géologiques et (2) un effort d'améliorer la compréhension des processus physiques responsables de la dynamique interne du globe, tout particulièrement au niveau des zones de subduction. Ces investigations constituent une base de données considérable pouvant améliorer notre compréhension du fonctionnement de la Terre.

Le mot subduction vient du Latin, « sub » signifiant « dessous » et « ducere », « tirer ». Son étymologie introduit très bien le concept qu'il renferme, c'est-à-dire le processus d'enfoncement d'une plaque tectonique dans le manteau terrestre sous une autre plaque de densité plus faible. Il s'agit d'une plaque océanique qui s'enfonce soit sous une plaque continentale (comme au niveau de la zone de subduction de la Cordillère des Andes), soit sous une autre plaque océanique (comme au niveau de la zone de subduction des Mariannes). Les zones de subduction sont considérées comme le moteur de la Tectonique des Plaques (Forsyth & Uyeda, 1975). C'est pourquoi, depuis maintenant plusieurs décennies, des chercheurs du monde entier étudient ce système tectonique complexe qui nécessite le plus souvent un déploiement de moyens techniques lourds et coûteux en raison de la localisation de la plupart des zones de subduction sous les océans (par exemple, il est encore aujourd'hui difficile et très coûteux de positionner des sismographes sur les fonds océaniques).

Outre l'intérêt scientifique, les zones de subduction ont également un attrait socio-économique très important. En effet, ces zones sont le siège des catastrophes naturelles les plus spectaculaires, mais aussi les plus dévastatrices au monde, notamment à cause d'un volcanisme intense (par exemple la Ceinture du feu dans le Pacifique) et de séismes atteignant

des magnitudes importantes sur l'échelle de Richter (comme les récentes secousses ressenties au niveau des îles Samoa rappellent l'activité incessante de la zone de subduction de Tonga). L'essentiel de l'énergie mécanique dissipée à la surface de la Terre (principalement sous forme d'énergie sismique) est donc localisé au niveau des zones de subduction (Isacks et al., 1968). Il s'agit aussi de zones où se trouvent de nombreux gisements de minerais (gisements de porphyres et épithermaux de cuivre, or et argent), favorisant ainsi le contexte économique de certains pays (Chili pour le cuivre par exemple). L'étude de la dynamique de la subduction est donc un enjeu majeur pour notre société. Un des processus, responsable de ces aléas naturels en même temps de cette richesse en minerais, est l'interaction entre la lithosphère en subduction et le manteau environnant (Isacks et al., 1968; Billa et al., 2004; England et al., 2004). Cette interaction est mise en évidence par des marqueurs fossiles, comme les roches métamorphiques (marqueurs d'anciennes zones de subduction) ou bien par les indices actuels comme le volcanisme, la sismicité, la migration de la fosse et la déformation de la plaque supérieure (ouverture arrière arc par exemple).

Afin d'améliorer notre compréhension de la dynamique de ce système complexe, nous devons l'étudier de manière indirecte, en lien avec des modèles confrontés aux observations de terrain (notamment à partir des données géophysiques récoltées lors des séismes). Aujourd'hui, l'effervescence de modèles de plus en plus sophistiqués (Funiciello et al., 2004; Stegman et al., 2006; Schellart, 2008; Honda, 2009; Yamato et al., 2009) et l'acquisition de données géophysiques de plus en plus précises qui permettent d'observer la géométrie des slabs en profondeur (cinématique des plaques (Jarrard, 1986; Muller et al., 1997; Lallemand et al., 2005), géoïde (Hager, 1984), tomographie sismique (Piromallo & Morelli, 2003; Li et al., 2008), anisotropie (Russo, 1994; Fischer et al., 1998; Long & Silver, 2008), ou bien la paléoreconstruction de la tectonique des plaques (DeMets et al., 1990)) donnent des indices sur l'évolution de la lithosphère plongeante dans le manteau. Selon les lois de la mécanique des fluides, la rhéologie est un paramètre fondamental contrôlant la dynamique de l'interaction entre la lithosphère et le manteau plongeant. Cependant, ce paramètre reste encore mal connu. En effet, les auteurs utilisent des viscosité qui varient de plusieurs ordres de grandeur allant de 1 (Husson, 2006) à l'infini (Kincaid & Griffiths, 2003) sans vraiment estimer le vrai rapport de viscosité entre la lithosphère en subduction et le manteau environnant.

En vue de combler les lacunes sur l'estimation de la rigidité de la lithosphère, j'ai développé des *proxies* de la rhéologie et de la structuration du manteau terrestre à partir de l'étude du comportement (changement de forme et déformation) du panneau plongeant

et des flux mantelliques associés, études effectuées à partir d’une approche simple où les prédictions de la modélisation sont étroitement confrontées et comparées avec les observations géologiques et géophysiques. Mon travail de recherche a donc consisté en l’étude des processus physiques liés à la dynamique de l’interaction entre le manteau supérieur et la lithosphère en subduction, concept qui fait implicitement référence au couple lithosphère–manteau convectif, et le plus souvent en trois dimensions. Le but principal de ce travail a été de dégager des comportements physiques fondamentaux et de les exprimer sous forme de lois simples au-delà de leur simple description.

J’ai donc utilisé un nouveau code numérique en trois dimensions nommé DOUAR (Braun et al., 2008), et j’ai aussi développé des approches semi-analytique et analogique. Dans le premier chapitre, je définis les éléments (observations, méthodes) dont j’ai besoin pour répondre aux principales questions que je me suis posées. Je décris, en fin de chapitre, le comportement d’une lithosphère en subduction dans le manteau terrestre en individualisant trois géométries (ou modes cinématiques) différentes qu’un panneau plongeant peut adopter lors de sa descente dans le manteau supérieur et les flux mantelliques associés. Je quantifie, pour chaque modes, la dissipation visqueuse du système engendrée. Dans le chapitre 2, la courbure longitudinale (c’est-à-dire parallèle à la fosse) de la lithosphère en subduction est utilisée comme *proxy* pour la rhéologie de la lithosphère. Nous verrons que, dans le cas particulier du recul du slab, un flux mantellique qui contourne latéralement le slab (nommé flux toroïdal) apparaît (Piromallo et al., 2006; Honda, 2009; Loiselet et al., 2009). Le développement d’un modèle semi-analytique a permis de quantifier les contraintes autour d’un slab. Par itération temporelle, la déformation du slab créée par ce flux mantellique toroïdal a pu être quantifiée. La confrontation des résultats théoriques avec les données sismiques a permis d’estimer la rhéologie de la lithosphère en subduction dans le manteau. Afin de mieux caractériser les processus physiques liés à la déformation du slab en profondeur, des expériences analogiques ont été menées, en collaboration avec le Pr. D. Grujic (Dalhousie University), pour modéliser la chute d’une plaque mince et déformable dans un milieu visqueux. En parallèle, des expériences numériques ont permis d’étudier la déformation de la lithosphère en subduction et son interaction avec les processus mantelliques profonds. Ces travaux sont exposés dans le chapitre 3.



# Introduction

Tectonics observed at the Earth's surface is localised along plate boundaries, (1) in oceans (oceanic ridges or subduction zones) and (2) on continent (mountain ranges). The deformation is explained by "The theory of Plate Tectonics", as introduced by Wegener in 1912 as continental drift and further described by other authors such as McKenzie & Parker (1967), Morgan (1968) and Le Pichon (1968). This theory describes the large-scale motion of the Earth's lithosphere and the global dynamics between the lithosphere and the mantle. This theory has revolutionized our knowledge of the Earth's dynamics. Since then, geologists and geophysicists have tried to improve geologic data prospecting and processing as well as our knowledge of the physical processes at play, mainly along subduction zones. This type of investigation has now led to the construction of a wide database which has resulted in improving our knowledge of Earth processes.

The word "subduction" has a Latin root, "sub" signifying "under" and "ducere" "pull". This etymology suitably describes the subduction process because subduction occurs where ocean crust is recycled back into the mantle along convergent margins. In a subduction zone, the relatively cold and denser oceanic lithosphere of the subducting plate (i.e. slab) is falling below either the continental (Andes) or oceanic lithosphere (Marianna subduction) of the overriding plate in the surrounding mantle. The forces acting in subduction zones are the main driving forces responsible for plate tectonic processes (Forsyth & Uyeda, 1975). For this reason, researchers have been studying this complex tectonic system for several decades. Since the subduction zones are located beneath the surface, prospecting along subduction zones is often difficult to conduct as it requires expensive and sophisticated measurement equipment.

My research work addresses a fundamental problem in geodynamics, namely the physical processes responsible for subduction zone dynamics. Subduction zone dynamics are one of our planet's most important "engines". For example, subduction can be regarded as process of replacing old oceanic crust by young crust by accretion along oceanic ridges. In

addition to playing a central role in global tectonics, melt generation, and crustal evolution, subduction zones also profoundly impact society. By definition, subduction zones are characterised, at the surface, by subducting plate boundary faults, which are the primary location of large earthquakes (e.g. in Chile in 1960 or in Tonga in 2009), tsunamigenic earthquakes (e.g. Sumatra, 2004) and by an explosive volcanic activity (e.g. Mt St Helens, 1980). Earthquakes and violent eruptions associated with subduction zones can cause widespread and unpredictable death and destruction, and as such are a major hazard to adjacent populated areas. Moreover, most of this planet's ore deposits formed as "specialty" distillates of subduction zones. One of the processes responsible for these natural hazards and ore deposits is the interaction between the lithosphere and the surrounding mantle (Isacks et al., 1968; Billa et al., 2004; England et al., 2004).

To improve our knowledge on this complex system, we have to study it using indirect methods, such as modeling, coupled with observations (mainly seismicity). Researchers are continually developing models with increasing levels of sophistication and improving the reliability of the data within geophysical database allowing for improved constraints of the geometry and temporal evolution of the lithosphere in the mantle (Funiciello et al., 2004; Stegman et al., 2006; Schellart, 2008; Honda, 2009; Yamato et al., 2009). Nevertheless, the fundamental parameter of this fluid dynamics system - the viscosity ratio between the subducting lithosphere and the surrounding mantle - remains poorly constrained. Presently, the viscosity ratio between the subducting lithosphere and the surrounding mantle used in models of subduction ranges from one (Husson, 2006) to infinity (Kincaid & Griffiths, 2003). Such a wide range of values is obviously unsatisfying and leaves space for multiple interpretations of the Earth's dynamics.

To resolve this issue, I created dynamical models of subduction systems to provide insights into the temporal evolution of subducting slabs and on the controls exerted by the properties of the slab, such as its rheology. I took advantage of the rheological dependence of the geometrical response of a viscous subducting slab, subjected to mantle flow induced by slab motion, to quantify the viscosity contrast between the slab and surrounding mantle. At the same time, I provided constraints on mantle structure. The predictions were closely compare to geophysical observations. My research consisted in studying the physical processes linked to the dynamic interactions between the subducting lithosphere and surrounding mantle, more specifically to what is referred to as lithosphere-mantle coupled convection and in the three dimensions. The primary aim of this work was to study the physical processes and to explain them with simple physical laws rather than

limiting myself to their description. To conduct the research, the main numerical technique used was based on the finite-element method, which I used to solve geodynamic problems in 3D. Additionally, I also employed semi-analytical and laboratory analogue models.

In the first chapter, I review the main components of the subduction process (observations) and I also describe the techniques employed throughout this thesis to understand them (methods). These methods will be used in chapters 2 and 3 to explain the fundamental components of the subduction process. At the end of this first chapter, I describe subduction modes that a slab can adopt during its sinking in the upper mantle and mantle flow associated. I quantify viscous dissipation for each mode. I use a simplified version of the 3D numerical code DOUAR (Braun et al., 2008) to calculate velocities, stress field and dissipated energy for different subducting slab modes in a viscous fluid at low Reynolds number. In chapter 2, I study the physical processes linked with the dynamic interaction between the subducting lithosphere and the surrounding mantle - particularly during the slab retreat. To test the hypothesis that the curvature of a subducting slab is primarily controlled by the viscosity contrast between the slab and the surrounding mantle, I developed a 2D finite difference flow model to explore the geometrical response of a viscous slab subjected to a toroidal mantle flow (i.e. in a longitudinal plane, parallel to the surface) (Piromallo et al., 2006; Honda, 2009; Loiselet et al., 2009). Comparison between model predictions and geophysical observations of slab curvature provides an average slab to mantle viscosity ratio. Lastly, in chapter 3, I investigate the temporal geometric evolution of a falling slab in the viscous mantle. On one hand, I expand on the central theme of this thesis by using a three-dimensional numerical model, while on the other hand, I use analogue modelling to explore this problem using an experiment monitoring technique : The Particle Image Velocimetry (PIV). In the fifth and the last chapter, I review the conclusion of my work and provide perspective on future and potential developments.

# Chapitre 1

Des observables à la modélisation de  
la subduction / *From subduction  
observations to subduction model*



La subduction est le processus d'enfouissement de la lithosphère océanique dans le manteau terrestre ; ce qui permet le « recyclage » de la lithosphère produite au niveau des dorsales océaniques. Ce processus explique en partie l'absence de croûtes océaniques très anciennes dans les océans (la plus ancienne recensée, hormis les ophiolites, est située dans l'océan Pacifique, et âgée d'environ 180 Ma (Müller et al., 2008)). Ce phénomène s'accompagne de déformations tectoniques observables à la surface du globe au niveau des marges actives. Les processus de la subduction sont donc à associer au concept de la tectonique des plaques mais aussi au concept de la convection mantellique. Ce dernier met en évidence le problème de l'interaction entre la lithosphère plongeante et le manteau environnant en plus des échanges de chaleur (moteur de la convection).

Les zones de subduction (appelées également marges océaniques actives) sont aussi le siège de l'activité volcanique et sismique la plus importante sur le globe. Les édifices volcaniques, disposés parallèlement à la fosse, sont caractérisés par des éruptions explosives et une activité violente (par exemple l'éruption du Mt St Helen (Etats Unis)). L'arc volcanique est la conséquence de la déshydratation de la plaque plongeante.

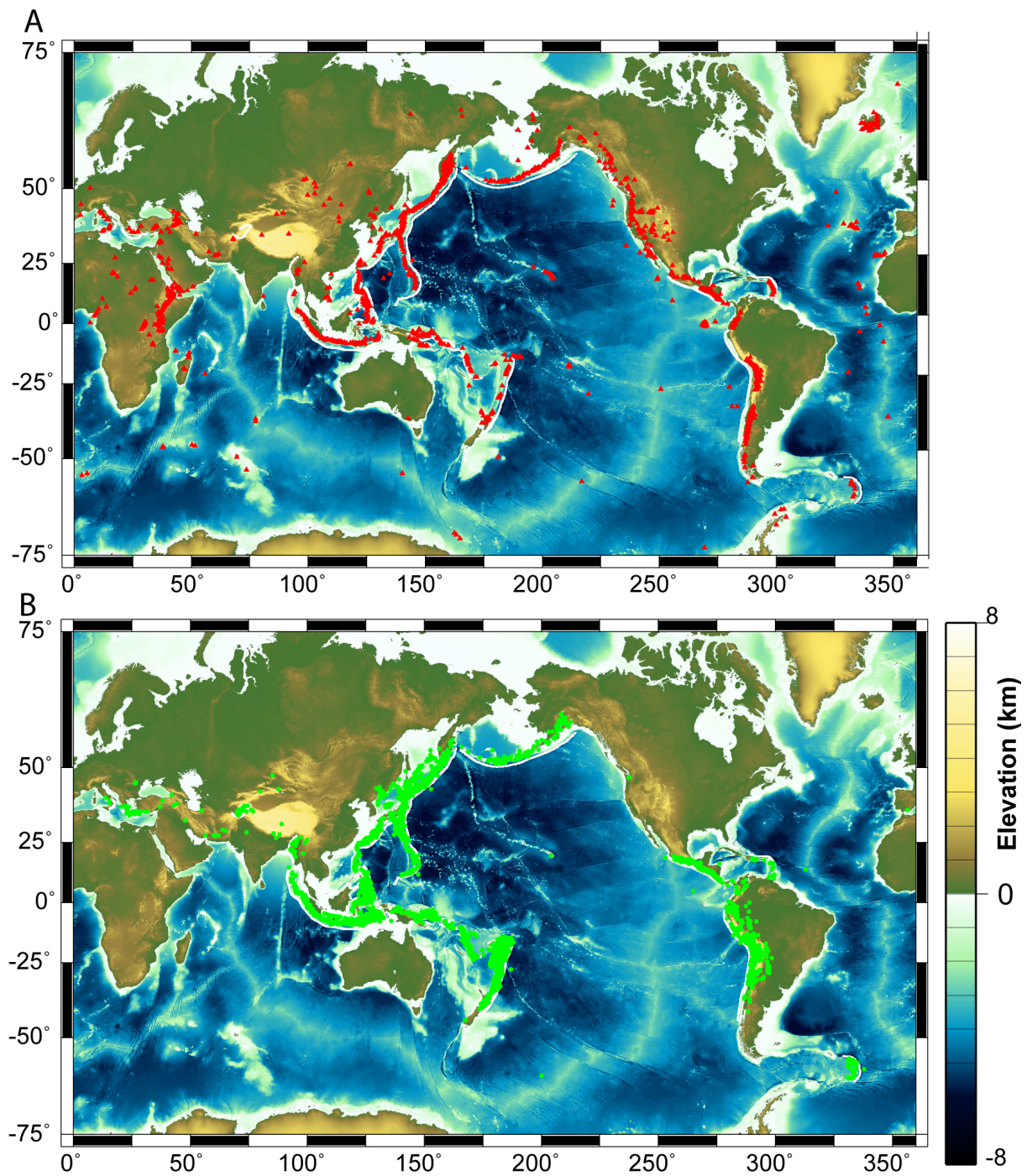
De plus, les séismes de plus grandes magnitudes sont ressentis au niveau des zones de subduction. Tout comme les volcans, leur répartition n'est pas aléatoire. Ils se positionnent parallèlement à la fosse (fig. 1.1).

Ces observables à la surface de la Terre sont, sans aucun doute, le résultat d'une dynamique sous-jacente correspondant, en profondeur, à l'interaction entre la lithosphère en subduction et le manteau environnant. La forme spécifique de la fosse, ainsi que la position des volcans et des séismes, parallèles à la fosse, suggèrent une déformation du panneau plongeant en profondeur (Hsui, 1988; England et al., 2004). Ces indices sont donc susceptibles de nous renseigner sur la déformation du panneau plongeant (autrefois nommé *slab* en anglais) et les flux mantelliques associés.

## 1.1 Détermination de la géométrie du panneau plongeant

### Caractéristiques à la surface du globe

À la surface du globe, une des morphologies caractéristiques des zones de subduction est la courbure de la fosse donc la concavité est souvent dirigée vers la plaque supérieure (fig. 1.2) (Tovish & Schubert, 1978). Cet aspect est couplé à une alternance de reliefs négatifs et positifs. Parallèlement à la fosse, une chaîne volcanique de type cordillère (par exemple

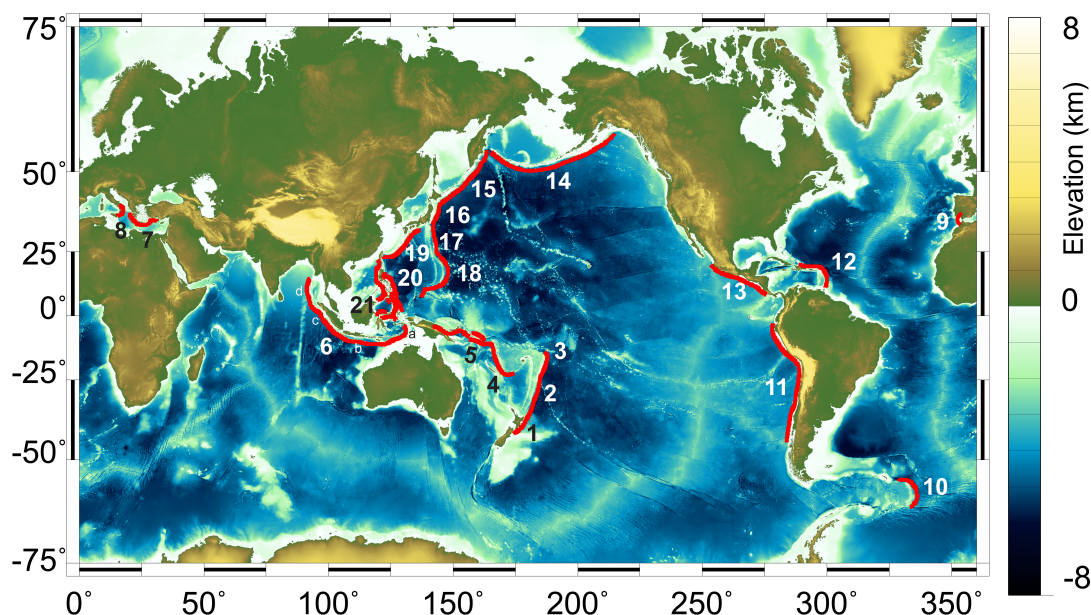


**Figure 1.1: Carte de la distribution mondiale (A) de la répartition du volcanisme (d'après la base de données de (<http://www.ngdc.noaa.gov/>, 2009b) et (B) de la répartition des séismes de magnitude  $> 5.0$  (B) (d'après la base de données de Engdahl et al. (1998)).**

**World distribution map (A) of volcanism distribution (from (<http://www.ngdc.noaa.gov/>, 2009b) database) and (B) of seismicity (from Engdahl et al. (1998) database).**



la Cordillère des Andes) ou d'arc insulaire (par exemple les îles Mariannes) indique une activité intense au niveau de ces zones. À l'arrière, pour une plaque supérieure océanique, on trouve un bassin arrière-arc (fig. 1.3) alors que pour une plaque supérieure continentale, on peut voir un plateau (comme le plateau Andin).



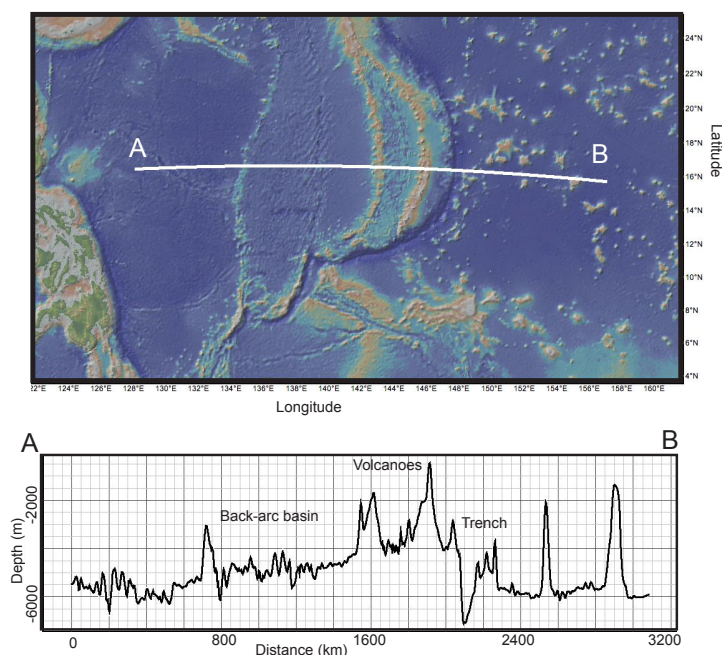
**Figure 1.2: Carte topographique des fonds des océans** (d'après la base de donnée *etopo2* (<http://www.ngdc.noaa.gov/>, 2009a)).

En rouge sont représentées les principales fosses océaniques (d'après Gudmundsson & Sambridge (1998)). 1 : Hikurangi, 2 : Kermadec, 3 : Tonga, 4 : Nouvelles Hébrides, 5 : San Cristobal, 6 : Indonésie (a- Banda, b- Java, c- Sumatra, d- Andaman), 7 : Hellénique, 8 : Calabre, 9 : Beltique, 10 : Scotia, 11 : Amérique du Sud, 12 : Caraïbe, 13 : Amérique Centrale, 14 : Aléoutienne-Alaska, 15 : Kuriles, 16 : Japon, 17 : Izu-Bonin, 18 : Mariannes, 19 : Ryukyu, 20 : Philippine, 21 : Sulawesi.

**Ocean bathymetric map** (from *etopo2* database (<http://www.ngdc.noaa.gov/>, 2009a)).

Main oceanic trenches (red) (from Gudmundsson & Sambridge (1998)). 1 : Hikurangi, 2 : Kermadec, 3 : Tonga, 4 : New Hebride, 5 : San Cristobal, 6 : Indonesia (a- Banda, b- Java, c- Sumatra, d- Andaman), 7 : Hellenic, 8 : Calabria, 9 : Beltic, 10 : Scotia, 11 : South America, 12 : Caribbeans, 13 : Central America, 14 : Aleutian-Alaska, 15 : Kuril, 16 : Japon, 17 : Izu-Bonin, 18 : Marianna, 19 : Ryukyu, 20 : Philippine, 21 : Sulawesi.





**Figure 1.3: Exemple d'une zone de subduction : les Mariannes.** (A) Carte topographique. (B) Profil topographique. (d'après le logiciel *GeoMap*).

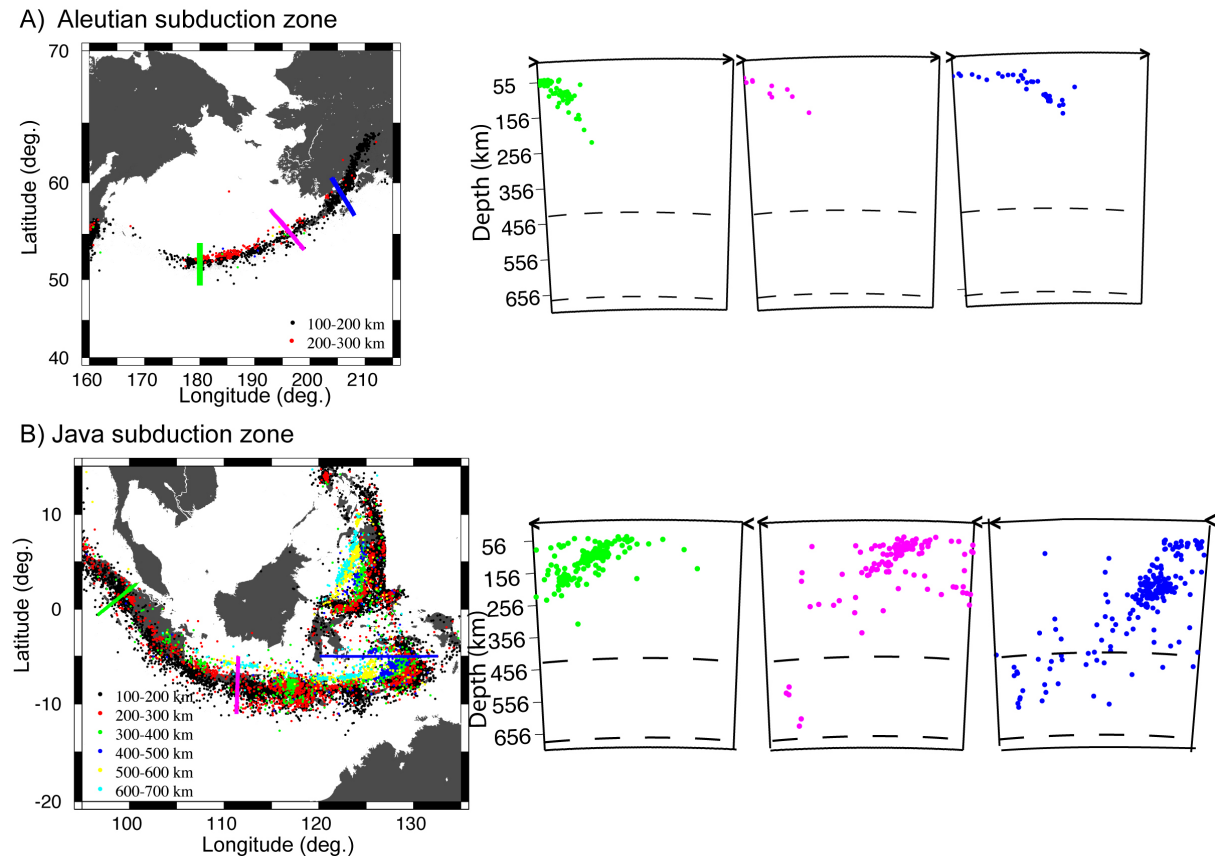
**Marianna subduction zone example :** (A) Marianna bathymetry map and (B) profil. (from *GeoMap* software)

## Apport de la sismicité pour contraindre la déformation du slab en profondeur

### *La répartition des séismes - Plan de Wadati-Benioff*

La géophysique, et plus précisément les techniques de sismologie, permettent d'obtenir une image assez précise de la position et de la géométrie de la plaque en subduction dans le manteau. Comme nous venons de le voir, les zones de subduction sont connues pour être les zones sismiques les plus actives de notre planète (Isacks et al., 1968). Cette sismicité n'est pas distribuée de manière aléatoire au sein du panneau plongeant. Des séismes superficiels (c'est-à-dire situés à moins de 100 km de profondeur) sont observés entre la fosse et la zone volcanique. Plus on s'éloigne de la fosse, en direction de l'arc magmatique, plus la profondeur des foyers augmente. Il s'agit de séismes profonds (fig. 1.4). Par exemple, au niveau des îles Aléoutiennes, aucun séisme n'est enregistré pour des profondeurs supérieures à 200 km alors qu'au niveau de la zone de subduction des Kermadec, les séismes atteignent 700 km de profondeurs (fig. 1.4).

Des études systématiques ont montré que ces foyers s'inscrivent dans un plan incliné appelé le plan de Wadati-Benioff. Suivant les marges et aussi le long d'une même zone



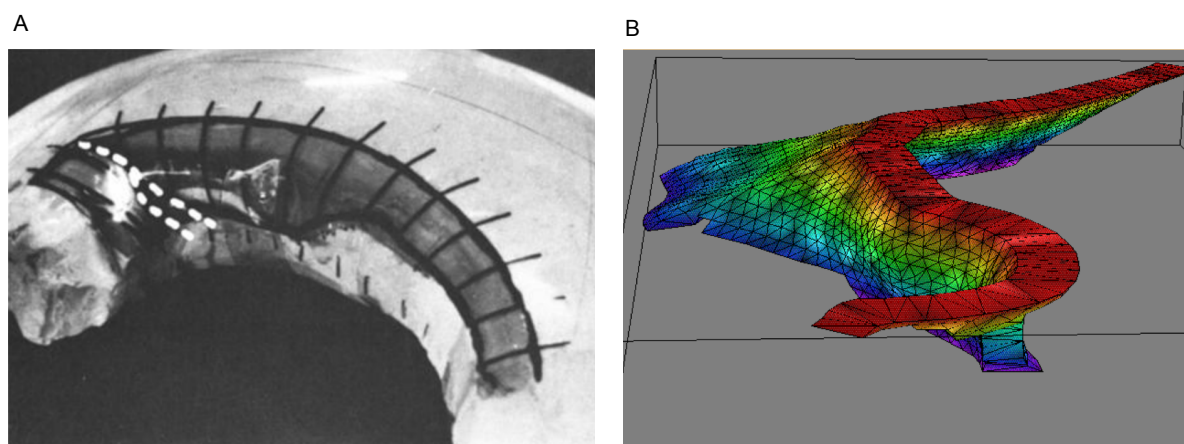
**Figure 1.4: Distribution géographique des séismes et profils sismiques au niveau des zones de subduction (A) des Aléoutiennes et (B) des Kermadec (d'après la base de données de ISC (<http://www.isc.ac.uk/>, 2008)).**

**Seismicity distribution in map view and along vertical sections for the (A) Aleutian and (B) Kermadec subduction zones (from ISC database (<http://www.isc.ac.uk/>, 2008)).**

du subduction, ce plan possède différentes inclinaisons (fig. 1.4). À partir des plans de Wadati-Benioff, certains auteurs ont essayé de modéliser le panneau plongeant en 3 dimensions (Yamaoka et al., 1986; Gudmundsson & Sambridge, 1998). Ces travaux ont alors permis de grandes avancées dans l'étude de la déformation de la plaque en subduction, puisque ce problème a alors pu être abordé en trois dimensions (3D). Ces représentations 3D montrent que le panneau plongeant doit subir une forte déformation en profondeur pour pouvoir corréliser les modèles aux séismes (fig. 1.5).

L'étude des séismes profonds enregistrés au niveau de la zone de Wadati-Benioff a permis également de mettre en évidence une déformation interne de la lithosphère en subduction (Isacks et al., 1968; Isacks & Molnar, 1969, 1971). L'utilisation des séismes pour contraindre la géométrie des panneaux plongeants a d'abord été introduite par Isacks &

Barazangi (1977) et est devenue un outil extrêmement utile pour les études de la cinématique des slabs (Jarrard, 1986; Doglioni et al., 1999; Faccenna et al., 2007; Heuret et al., 2007), pour la modélisation des flux mantelliques (Hager & O'Connell, 1978; Hager, 1984; Gurnis & Hager, 1988; Billen et al., 2003) et le calcul de la flexure de la plaque (Wu et al., 2008).



**Figure 1.5: Modélisation de panneaux plongeants en trois dimensions.**

(A) Modèle mécanique en cire (Yamaoka et al., 1986). (B) Modèle géométrique (modèle RUM d'après (Gudmundsson & Sambridge, 1998)).

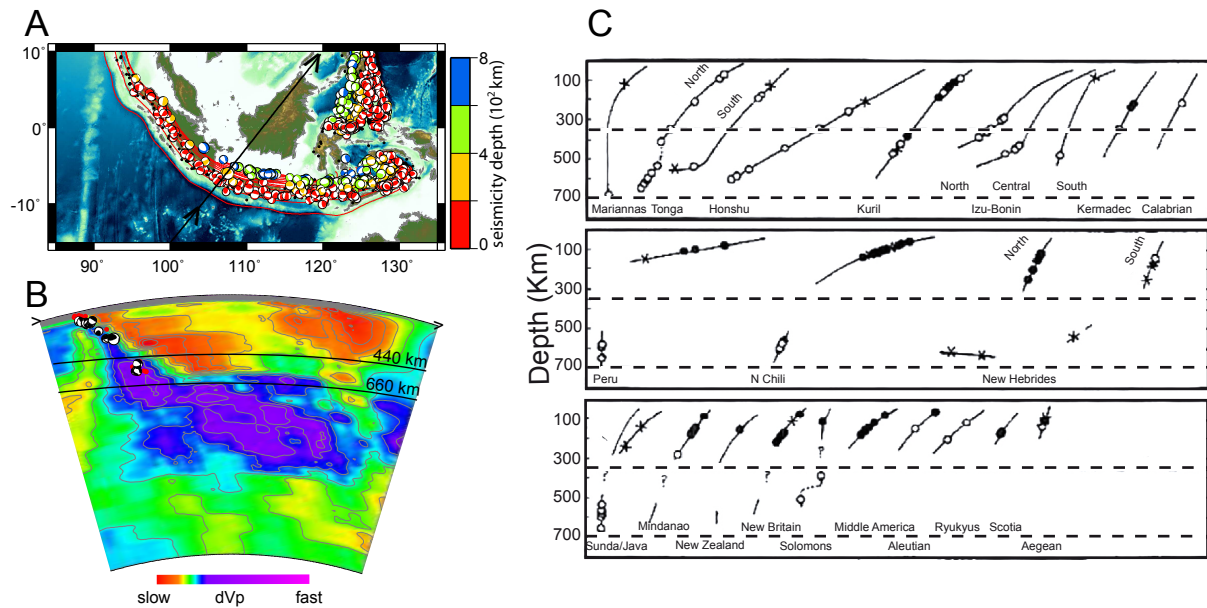
### **3D models of subducted lithosphere geometry.**

(A) Wax model (Yamaoka et al., 1986). (B) RUM model based on the interpolation of earthquake locations (Gudmundsson & Sambridge, 1998).

### ***L'orientation des contraintes***

L'analyse du premier mouvement de l'onde sismique (la solution du mécanisme au foyer) permet de déterminer le sens et le type de déplacement lors d'un tremblement de terre (Isacks et al., 1968). La solution des mécanismes au foyer donne des informations sur l'orientation des axes principaux de contrainte. L'orientation de ces axes informe sur l'état des contraintes d'une lithosphère en subduction (Isacks & Molnar, 1971; Vassiliou et al., 1984; Apperson & Frohlich, 1987) et sur l'énergie total émise (Kanamori, 2001; Richter, 1979). L'analyse de la solution des mécanismes au foyer effectuée par Isacks & Molnar (1971) a montré que, selon la profondeur du panneau en subduction, le régime tectonique de la plaque plongeante est soit en extension, soit en compression (parallèlement au pendage de la plaque). L'étude du régime tectonique permet donc de faire la distinction entre la sismicité intermédiaire (comprise entre 70 et 410 km) qui est plutôt

extensive et la sismicité profonde (comprise entre 410 et 670 km) qui est plutôt compressive. Entre ces deux profondeurs, il arrive de trouver une zone asismique (c'est-à-dire sans séismes localisés).



**Figure 1.6: Des mécanismes au foyer à l'interprétation de l'état de contrainte à l'intérieur du panneau plongeant au niveau de la zone de subduction de Java.**

(A) Carte des mécanismes au foyer (CMT *Centroid Moment Tensor*) d'après la base de donnée de Harvard Moment Tensor (de 1976 à 2009 pour des magnitudes supérieures à 5.0) (<http://www.globalcmt.org/>, 2009). (B) Profil tomographique (d'après les données de (Li et al., 2008)), en superposition, la sismicité (point rouge) (d'après (Engdahl et al., 1998)) et les mécanismes au foyer (d'après le catalogue de *Harvard CMT solution*). (C) Interprétation des contraintes depuis les mécanismes au foyer au niveau des panneaux plongeants dans différentes zones du globe d'après (Isacks & Molnar, 1971) : les cercles noirs représentent l'extension et les cercles blancs la compression dans le plan du slab. Les lignes représentent la géométrie du slab déduite de la zone sismique, les blancs correspondent à un manque de données.

#### **From focal mechanisms to stress state in the slab. Exemple from the Java subduction zone and other locations.**

(A) Global distribution of centroid moment tensor solutions colored by depth, from the Harvard Moment Tensor catalog from 1976 to 2009 for moment magnitudes  $>5.0$  (<http://www.globalcmt.org/>, 2009). (B) Seismic tomography vertical cross section (from Li et al. (2008) database) with seismicity (red dot) from Engdahl et al. (1998). (C) Isacks & Molnar (1971)'s interpretation of in-plane stresses from focal mechanism solutions for global subduction zones. Black circles represent in-plane extension and open circles in-plane compression. The lines represent the seismic zone geometry with breaks representing seismic gaps.

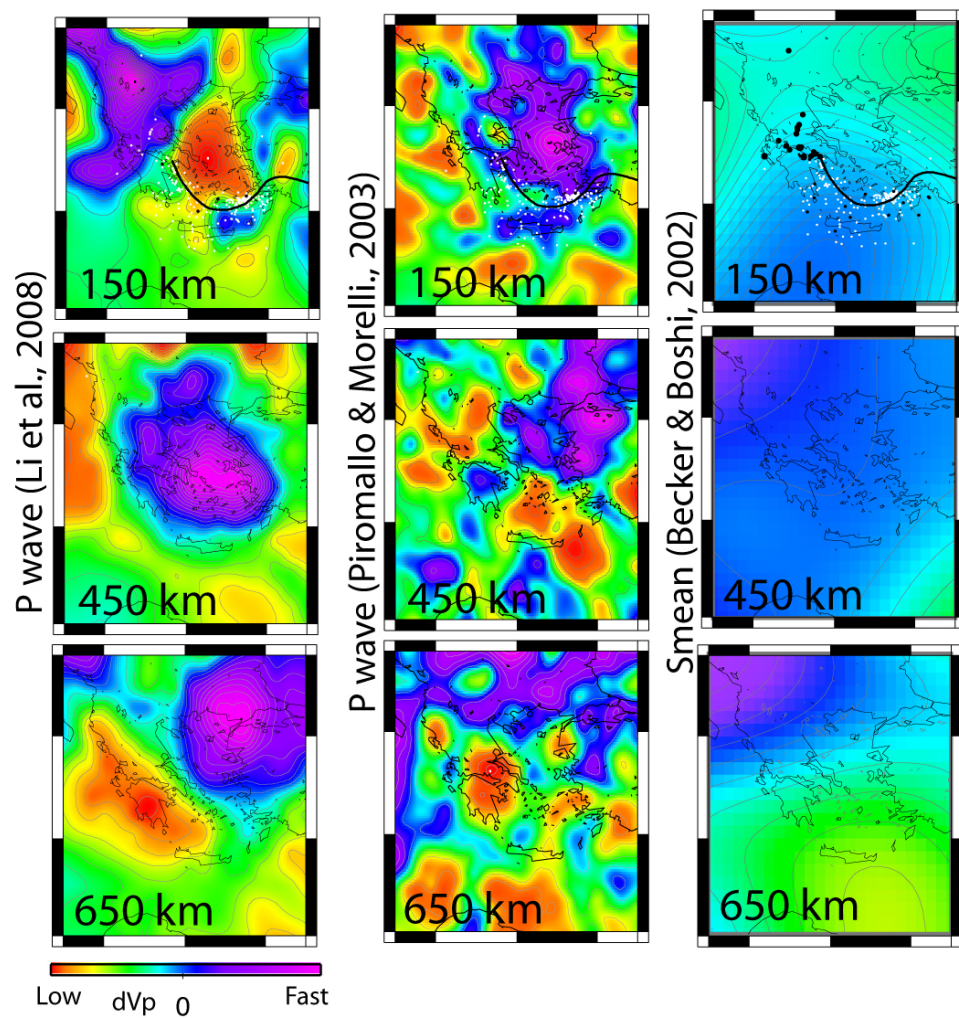
### ***La tomographie des ondes P***

Depuis le début des années 1990, l'utilisation des réseaux sismiques a permis le développement de la tomographie sismique. Cette méthode d'imagerie de l'intérieur de la Terre permet d'avoir une vision globale de la structure du manteau, et plus particulièrement des zones de subduction. Elle donne une image de la lithosphère en subduction, à l'origine de façon grossière mais de plus en plus raffinée (van der Hilst & Seno, 1993; Karason & Van der Hilst, 2000), à l'aide du développement de nouvelles techniques de traitement (Li et al., 2008). Les ondes de volume et de surface, originaires d'une source sismique, traversent l'intérieur de la terre. La vitesse de ces ondes est fonction de la température et de la composition du milieu traversé (Dziewonski & Woodhouse, 1987). Il a été observé, grâce à l'enregistrement des temps d'arrivée des ondes par les sismographes, que certaines ondes sont soit retardées, soit en avance par rapport au modèle de référence utilisé (le plus souvent le modèle PREM). La tomographie consiste à inverser les données issues de nombreux séismes dont les rais se croisent dans la région que l'on souhaite imager. On représente alors les écarts aux vitesses moyennes des différents milieux traversés (vitesses moyennes issues du modèle utilisé). Les zones à vitesse plus élevée que le modèle de référence sont interprétées généralement comme des zones plus froides. Elles sont le plus souvent représentées en bleu / violet. Au contraire, les zones à ondes lentes (vitesse moins élevée) correspondent à des zones plus chaudes et sont représentées en rouge (fig. 1.6 B). Cette interprétation des anomalies des temps d'arrivée des ondes est la plus souvent adoptée. Néanmoins, les variations de compositions chimiques (soit la variation de densité et de viscosité) ou encore la présence de fluides peuvent aussi avoir une influence sur les variations de vitesse.

Les lithosphères en subduction sont une forte source d'hétérogénéité de température (Creager & Jordan, 1986) et de minéralogie (Anderson, 1987; Duffy & Anderson, 1989; Kendall & Silver, 1996) dans le manteau. Les panneaux plongeants sont donc très bien imagés avec les ondes P, qui montrent de faibles anomalies de vitesse de propagation de l'onde entourant le slab (Gudmundsson & Sambridge, 1998) (fig. 1.7). D'ailleurs, les récents travaux de Li et al. (2008) utilisent une paramétrisation irrégulière permettant d'améliorer la résolution des zones de subduction. Ces informations fournissent un modèle de la morphologie du slab, en trois dimensions, de plus en plus précis. Elles permettent ainsi de mieux comprendre la déformation du slab en profondeur et son interaction avec le manteau environnant.

Mon travail sur l'interprétation de la déformation des slabs est essentiellement basé sur ce type de données de tomographie sismique.





**Figure 1.7: Carte de représentation de tomographie sismique au niveau de la zone de subduction Hellénique.**

(A) Modèle en ondes P global d'après Li et al. (2008). (B) Modèle en ondes P régional d'après Piromallo & Morelli (2003). (C) Modèle en ondes S d'après le modèle *S-Mean* de Becker & Boschi (2002). Le modèle S-mean ne semble pas isoler le slab hellénique. La résolution de ce modèle de tomographie sismique pour l'étude de structures à l'échelle de la lithosphère (comme un slab) est trop diffuse. Cette méthode ne sera donc pas utilisée dans les travaux. Le modèle (B) semble de meilleure résolution que le modèle global (A). Cependant, en comparant ces deux modèles en vue 3D, la différence est légère au regard de l'incertitude que porte ce type de modèle.

#### **Seismic tomography map along the Hellenic subduction zone.**

(A) From global P wave model from Li et al. (2008) database. (B) From regional P wave model from Piromallo & Morelli (2003) database. (C) From S wave model (Becker & Boschi, 2002). Note that the S-mean model seems to have less resolution to isolate lithospheric structure as a slab. This method will not be used in my research work. P- wave model seems more appropriate to studying slab geometries. Regional model holds a better resolution. However, 3D view projections (next figure) show that the difference between global and regional models is in view of the uncertainty inherent to this type of models.

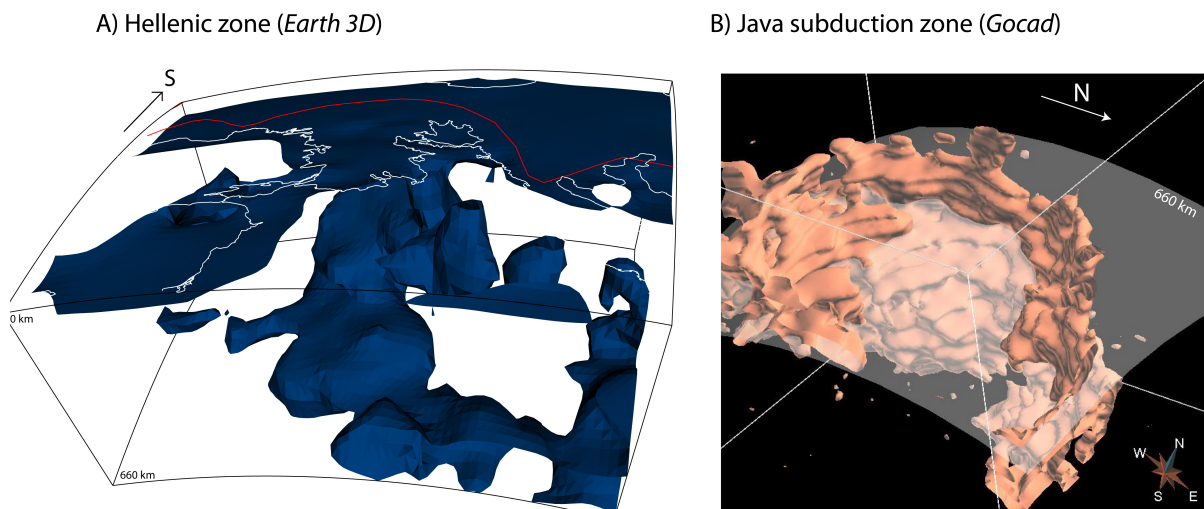
## Méthode de caractérisation de la géométrie des panneaux plongeant à partir des observations

Le principal objectif de mon travail a été de caractériser la géométrie du slab, résultat d'une déformation, en profondeur pour un grand nombre des zones de subduction présentes sur la planète. L'analyse a été effectuée par la combinaison des données sismiques du catalogue de Engdahl et al. (1998) (dans lequel sont répertoriés les séismes entre 1960 à 2007 dont la magnitude  $M \geq 5.0$  sur l'échelle de Richter ) et de la base de données de l'ISC (<http://www.isc.ac.uk/>, 2008). Les résultats du modèle sismique RUM de Gudmundsson & Sambridge (1998)) et des modèles de tomographie sismique des ondes P de Li et al. (2008) et de Piromallo & Morelli (2003) pour la Méditerranée, ont également été utilisés. Des cartes et profils ont été effectués à l'aide du logiciel GMT (Wessel & Smith, 1991) pour permettre une meilleure interprétation de la morphologie du slab. Ces données ont également été visualisées en trois dimensions, à l'aide d'un code numérique EARTH 3D (développé par C. Thieulot et modifié pour ce travail) et du logiciel GOCAD (Mallet, 2002) (fig. 1.8).

À partir de l'ensemble de ces représentations (cartes, profils verticaux et vues 3D), la géométrie de différents slabs a été caractérisée et plus particulièrement leur courbure longitudinale (parallèle à la fosse) (fig. 1.2) (voir chapitre 2), ainsi que par le calcul de l'aire de l'anomalie sismique correspondant aux slabs (fig. 1.2)(voir chapitre 3) pour des tranches allant de 100 km à 1400 km de profondeur (réalisées à un intervalle régulier de 100 km).

## 1.2 Géométrie du slab et rhéologie

La géométrie d'une lithosphère en subduction est gouvernée par, dans un premier temps, les forces impliquées dans la dynamique de suduction. Ces forces appliquées à la surface du slab permettront une déformation (ou un changement de forme du slab) en fonction de la rhéologie de la lithosphère en subduction et plus particulièrement en fonction de sa viscosité.



**Figure 1.8: Vue 3D du panneau plongeant**

(A) Au niveau de la zone de subduction Hellénique. (B) Au niveau de la zone de subduction de Java (d'après la base de données de tomographie des ondes P de Li et al. (2008)).

### 3D view of the subducted lithosphere

(A) Along Hellenic subduction zone and (B) along Java subduction zone (from P wave seismic tomography model (Li et al., 2008)).

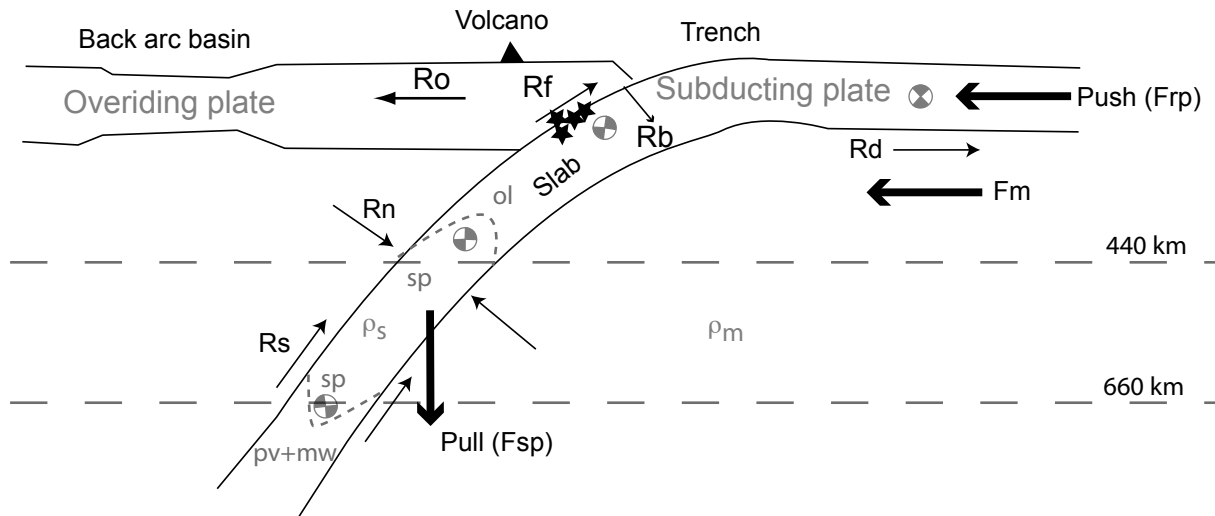
## Les forces mises en jeu

Différentes forces interviennent dans la dynamique de la subduction. On trouve des forces motrices et des forces résistantes qui s'équilibrent.

### Les forces motrices

Une des premières forces motrices de la tectonique des plaques est la poussée depuis la dorsale ou *ridge push* ( $F_{rp}$ ). Il s'agit d'une force de volume qui agit sur l'ensemble de la plaque océanique, correspondant (1) au refroidissement de la lithosphère depuis la ride et (2) qui se traduit par la diminution de l'altitude avec la distance à la ride : La plaque océanique, formée au niveau de la ride, en se refroidissant, devient plus dense, plus épaisse et subsiste par isostasie avec l'âge (Carlson et al., 1983). Les variations latérales de densité entre la nouvelle croûte créée et la croûte plus âgée produisent alors un gradient de pression entre le sommet de la ride et le bassin océanique permettant ainsi de pousser la croûte la plus âgée vers les marges actives (Turcotte & Schubert, 1982; Fowler, 1990). La deuxième force est la force de traction ou *slab pull* ( $F_{sp}$ ) qui désigne la force gravitationnelle due à la différence de densité entre la lithosphère ( $\rho_s$ ) et le manteau environnant ( $\rho_a$ ). Lorsque la lithosphère plonge dans le manteau, elle est déséquilibrée





**Figure 1.9: Description des principales forces responsables de la dynamique au niveau des zones de subduction** (modifiée d'après (Forsyth & Uyeda, 1975; Chapple & Tullis, 1977)).

Les flèches épaisses représentent les forces motrices (notées  $F$ ).  $F_{rp}$  : force à la ride (ou *ridge push*),  $F_{sp}$  : force de traction (ou *slab pull*),  $F_m$  force d'entraînement. À ces forces motrices s'opposent les forces de résistance (notées  $R$ ), représentées par des flèches fines.  $R_b$  : force de pliage du slab,  $R_d$  : force visqueuse de cisaillement à la base de la lithosphère,  $R_f$  : force de friction,  $R_n$  et  $R_s$  : forces visqueuses respectivement parallèle et normale au panneau plongeant.  $R_o$  : force de la plaque supérieur qui applique une résistance liée soit à l'extension arrière arc (comme c'est le cas sur le schéma), soit liée à une chaîne de montagne (cas des Andes par exemple). Les mécanismes au foyer indiquent le régime tectonique présumé. Les interfaces à 440 et 660 km de profondeur correspondent aux profondeurs où se produisent les changements de phase en olivine (ol) - spinelle (sp) et spinelle (sp) - pérovskite et magnétowüstite (pv+mw), respectivement (voir texte).  $\rho_s$  et  $\rho_m$  sont, respectivement, la densité du slab et du manteau.

**Force balance in subduction dynamics.** (modified from (Forsyth & Uyeda, 1975; Chapple & Tullis, 1977))

Driving force (black bold arrows) including the ridge push ( $F_{rp}$ ), slab pull ( $F_{sp}$ ) and mantle motion force ( $F_m$ ). Resisting force (black arrows) slab-bending force ( $R_b$ ), the shear mantle drag force ( $R_d$ ), the force along the fault zones ( $R_f$ ), the viscous shear ( $R_s$ ) and normal ( $R_n$ ) forces in the mantle, and a force coming from overriding plate ( $R_o$ ). Focal mechanisms indicate tectonic state. The 440 and 660 km discontinuities correspond to phase transition between olivine (ol) - spinelle (sp) and spinelle (sp) - perovskite and magnetowüstite (pv+mw) respectively.  $\rho_s$  et  $\rho_m$  are slab and mantle densities, respectively.

thermiquement car elle est plus froide que le manteau avoisinant. L'excès de densité produit des forces de volume qui permettent l'entraînement de la lithosphère de flottabilité négative en subduction en tirant la plaque en surface. La troisième force motrice pouvant intervenir dans le mouvement des plaques est l'entraînement par le manteau en convection ( $F_m$ ). Le manteau peut être animé de flux mantelliques, mouvements indépendants de la lithosphère en subduction (Doglioni et al., 1991; Vinnik et al., 1992). En effet, les hétérogénéités internes du manteau peuvent être responsables de courants de convection sous les plaques capables d'entraîner localement la lithosphère sus-jacente. Cependant, l'interprétation des données des anomalies d'anisotropie sismique montre que le manteau ne semble pas un moteur majeur de la tectonique des plaques. En effet, les anomalies d'anisotropie observées soulignent un écoulement du manteau induit par la géométrie (le mouvement) de la lithosphère (Tommasi, 1996; Barruol & Hoffmann, 1999; Kneller & van Keken, 2007). Par contre, ces anomalies sont souvent parallèles aux structures d'échelle lithosphérique évoquant un contrôle du flux mantellique sur la déformation (Russo, 1994; Barruol et al., 1997; Kneller & van Keken, 2007) (cf. chapitre 2).

Ces forces participent aux mouvements des plaques observés par les données GPS et par les modèles cinématiques (comme NUVEL 1 (DeMets et al., 1990)). Certains auteurs estiment que le *ridge push* prédomine (Richardson, 1992) alors que d'autres montrent que la traction du panneau plongeant (*slab pull*) et de la résistance entre la lithosphère et le manteau environnant sont les principales forces impliquées dans le mouvement des plaques (Forsyth & Uyeda, 1975; Stefanik & Jurdy, 1992; Lithgow-Bertelloni & Richard, 1998; Becker & O'Connell, 2001; Conrad & Lithgow-Bertelloni, 2002). Les estimations de ces deux forces montrent que la force de traction semble être d'un ordre de grandeur supérieur à la force de poussée (Turcotte & Schubert, 1982). Ces résultats sont renforcés par l'étude des ondulations du géoïde,<sup>1</sup> qui sont de forte amplitude au dessus des fosses (Hager, 1984; Richards & Hager, 1984; Ricard et al., 1993). De ce fait, dans mes travaux de recherche, seule la force liée à la flottabilité du slab sera prise en compte. Elle sera d'ailleurs le moteur principal de la dynamique engendrée.

### ***Les forces résistantes***

Des forces résistantes s'opposent aux mouvements des plaques. Elles résultent principalement de la difficulté pour la lithosphère à se déformer et de l'interaction entre la lithosphère et le manteau environnant. De manière générale, la plaque lithosphérique est

---

1. Le géoïde est une surface équipotentielle du champ de pesanteur coïncidant au mieux avec le niveau moyen des océans.

en mouvement sur le manteau sous-jacent. Ce dernier applique une résistance à la pénétration de la lithosphère en subduction.

Les quatre principales forces résistantes, très bien résumées dans l'article de Funiciello et al. (2003a), sont (fig. 1.9) :

- la force permettant la flexure de la lithosphère au niveau de la fosse  $R_b$ . La lithosphère est considérée comme rigide à cause de sa faible thermicité. Une quantité importante d'énergie est nécessaire pour déformer et plier la plaque en subduction (Conrad & Hager, 1999b). La part de cette énergie dans le fonctionnement des zones de subduction diffère selon les auteurs, variant de 30 % (Capitanio et al., 2007) à 90 % (Bellahsen et al., 2005) de l'énergie totale du système. Certains auteurs, tels que McKenzie (1977); Houseman & Gubbins (1997); Becker et al. (1999) prédisent cette force comme majeure, voire comme la plus importante. Notez que la plupart des auteurs estiment cette force pour un rayon de courbure imposé ;
- la force de couplage entre la lithosphère et le manteau à la base de la lithosphère en subduction  $R_d$ . Cette force est dite cisailante visqueuse. Elle s'applique sur l'ensemble de la plaque en déplacement qui dépend de la viscosité du manteau sous-jacente et de la vitesse relative de la plaque par rapport au manteau (Forsyth & Uyeda, 1975) ;
- la force de friction parallèle au plan de subduction  $R_f$ . La présence de nombreux séismes entre 0 et 100 km de profondeur au niveau des zones de subduction indique l'existence de failles actives au contact des deux plaques (en subduction et supérieure). Cette force est considérée comme faible au regard de la force visqueuse mantellique (Forsyth & Uyeda, 1975) mais peut être un frein à l'initialisation de la subduction (McKenzie, 1977) ;
- les forces liées à l'interaction slab / manteau, perpendiculaire  $R_n$  et parallèle (le long)  $R_s$  du panneau plongeant (Forsyth & Uyeda, 1975; Chapple & Tullis, 1977; McKenzie, 1977; Davies, 1980; Conrad & Hager, 1999b; Funiciello et al., 2003a). Si la convection mantellique est considérée comme passive, c'est-à-dire engendrée par les plaques en subduction, le déplacement du manteau induit par le mouvement de la plaque exerce une résistance sur le panneau plongeant à cause du rapport de viscosité entre le slab et le manteau environnant. De la même façon, le manteau exerce une résistance à l'enfoncement du slab.

Les principales forces de résistance sont la force de courbure de la plaque et la force visqueuse (normale et cisailante). Dans mon étude, seule la force liée à l'interaction slab/manteau sera considérée. À ces forces, s'ajoute celle, très longtemps négligée, due à l'extension arrière arc (comme au niveau de la zone de Scotia) ou due à la chaîne de montagne (quand la plaque supérieure est continentale, par exemple les Andes) qui peut

avoir une influence considérable sur la dynamique de subduction (Iaffaldano et al., 2006; Husson et al., 2008; Meade & Conrad, 2008) (cf. fig. 1.9  $R_o$ ).

## Viscosité de la lithosphère

Une des questions majeures pouvant moduler l'importance des forces mises en jeu et contraindre les modèles sur la dynamique de subduction est la viscosité de la lithosphère. Ce paramètre, fondamental dans les processus de la dynamique de subduction, reste mal connu et fait l'objet de diverses interprétations qui dépendent fortement des hypothèses utilisées (Brace & Kohlstedt, 1980; Kohlstedt et al., 1995; Jackson, 2002; Burov & Watts, 2006). En effet, nous verrons dans les chapitres suivants que la viscosité du panneau plongeant joue un rôle primordial dans la dynamique de l'interaction entre celui-ci et le manteau avoisinant. Elle va contraindre son comportement en terme de déformation (changement de forme particulièrement), mais également son mouvement dans le manteau, engendrant alors des flux mantelliques. Ce constat découle directement des équations de Stokes.

La forte flottabilité négative du slab, due à une lithosphère froide, considérée comme la force motrice principale de la tectonique des plaques (Forsyth & Uyeda, 1975), laisse penser que la lithosphère est plus visqueuse que le manteau sous-jacent. Cette hypothèse est étayée par des approches expérimentales sur les roches qui prédisent une lithosphère en subduction de forte viscosité (Kohlstedt et al., 1995), voire rigide. D'autres modèles montrent au contraire un faible rapport de viscosité (seulement 100 fois plus rigide) entre le slab et le manteau afin de se corrélérer avec les résultats du géoïde et les données de la topographie dynamique (Zhong & Davies, 1999) et les mécanismes au foyer des séismes profonds (Bevis, 1986; Moresi & Gurnis, 1996; Zhong & Gurnis, 1995). Pour décrire la dynamique engendrée par la subduction d'une lithosphère et/ou la déformation du panneau plongeant en profondeur, il existe donc actuellement deux approches. La première considère la lithosphère en subduction comme une plaque rigide (c'est-à-dire non déformable) (Chemenda et al., 1996; Kincaid & Griffiths, 2003). La seconde, au contraire, suppose une lithosphère visqueuse capable de se déformer sous de fortes contraintes engendrées soit par à des variations de température (qui influencent fortement la viscosité d'un matériel), soit par les processus de changements de phase et/ou minéralogiques (Christensen & Yuen, 1984; Anderson, 1979; Karato, 1997) qui s'effectue dans le manteau entre 400 et 700 km de profondeur. Deplus, Karato et al. (2001) montre que la lithosphère en subduction est susceptible de devenir faiblement rigide par la réduction de la taille de grain durant la transition de phase olivine-spinel à 400 km de profondeur (cf. paragraphe suivant). La

viscosité étant dépendante de la réduction de la taille de grain (Karato & Wu, 1993), ce mécanisme pourrait, selon certains auteurs, (Vaughan & Coe, 1981; Riedel & Karato, 1997) réduire la rigidité de la lithosphère de plusieurs ordres de grandeur. Cependant, l'importance du phénomène est dépendante de la température car la transformation a lieu principalement sur des panneaux plongeants froids soit une croûte océanique vieille. La réduction de la taille de grain serait négligeable sur des panneaux plongeants jeunes (Karato et al., 2001).

Ces deux aspects de la rhéologie de la lithosphère sont utilisés pour contraindre les modèles de la dynamique de subduction. Par exemple, les valeurs du rapport de viscosité entre le slab et le manteau communément utilisées dans les modèles (qu'ils soient analogiques ou numériques) varient entre 1 à  $10^8$  (Christensen & Yuen, 1984; Zhong & Gurnis, 1994; Conrad & Hager, 1999a; Karason, 2002; Funiciello et al., 2003a; Kincaid & Griffiths, 2003; Schellart, 2004; Husson, 2006; Morra et al., 2006; Royden & Husson, 2006; Stegman et al., 2006; Billen & Hirth, 2007; Capitanio et al., 2007; Clark et al., 2008; Yamato et al., 2009). La rigidité de la lithosphère est donc encore une question ouverte à laquelle je vais apporter de nouveaux éléments de réponses dans le chapitre 2 et 3.

## **Stratification du manteau**

Une autre question aussi fondamentale pour expliquer la déformation du panneau plongeant en profondeur et la dynamique qui en découle, est la stratification du manteau. D'après les données géophysiques, il est divisé en un manteau supérieur (compris entre la surface et 660 km de profondeur) et un manteau inférieur (entre 660 et environs 2750 km de profondeur, distance correspondant à la limite manteau / noyau). Cette division a été proposée à la suite de l'identification d'une discontinuité physique, mise en évidence par la sismologie, souvent interprétée comme un saut de viscosité et de densité (Christensen & Yuen, 1984).

Les données nous permettant d'estimer le saut de viscosité à cette interface, sont principalement les anomalies du géoïde (Hager & Richards, 1989; Moresi & Gurnis, 1996) ou de la topographie dynamique (Richards & Hager, 1984; Ricard et al., 1993). Particulièrement, il s'avère que les mesures du géoïde montrent des anomalies par rapport à l'ellipsoïde de référence. Celles-ci résultent de perturbations gravitaires dans le manteau, liées à un manteau hétérogène en densité. Les anomalies du géoïde sont généralement plus élevées au niveau des zones de subduction. Les ondulations du géoïde suggèrent une augmentation de la viscosité dans le manteau inférieur, entre 10 à 30 fois supérieur à celle du manteau

supérieur (Hager & Clayton, 1989; Billen & Gurnis, 2003).

Les modèles analogiques et numériques utilisent le plus souvent un rapport de viscosité entre le manteau supérieur et manteau inférieur élevé afin de comprendre la géométrie du slab à cette interface en fonction de la migration de la fosse (Funiciello et al., 2003a; Schellart, 2004; Enns et al., 2005), la cinématique des zones de subduction (Heuret et al., 2007) ou l'orientation des contraintes (Vassiliou & Hager, 1988; Billen & Gurnis, 2003). L'interface manteau supérieur / manteau inférieur à 660 km de profondeur peut être aussi due à un saut de densité engendré par les changements de phase qui se produisent à cet endroit (Bina & Hellfrich, 1994; Christensen, 1996).

## **Interprétation de la géométrie des slabs en fonction de la structure du manteau**

L'analyse de la sismicité au sein du panneau plongeant suggère un mode en extension à une profondeur intermédiaire et un mode plutôt compressif en profondeur de la lithosphère en subduction (Isacks & Molnar, 1971). Cet état de contraintes de la lithosphère dans le manteau supérieur est en accord avec sa descente engendrée par sa flottabilité négative dans un manteau de plus faible viscosité (Vassiliou et al., 1984; Vassiliou & Hager, 1988). D'une part, la lithosphère subit une extension due à sa flottabilité lorsqu'elle plonge dans le manteau. D'autre part, la compression du panneau plongeant aux environs de 660 km de profondeur est provoquée par la rencontre du slab avec l'interface entre le manteau supérieur et le manteau inférieur, qui peut être une barrière à sa pénétration suivant les valeurs des paramètres physiques (saut de viscosité et/ou de densité) qui la caractérise (Christensen & Yuen, 1984; Griffiths et al., 1995; Romanowics, 2003).

Cette interprétation, ainsi que l'origine de la sismicité intermédiaire et profonde peuvent être aussi expliquées de façon différente, notamment par l'intermédiaire des changements de phases qui se produisent dans le manteau, et plus précisément, dans la zone de transition qui est définie comme une zone à olivine métastable (Kirby et al., 1996; Schmeling et al., 1999). En effet, à l'intérieur du manteau terrestre, deux principales limites (correspondant chacune à un changement de phases, l'une vers 400 km (olivine (ol) - spinelle (sp)) et l'autre vers 660 km (spinelle (sp) - pérovskite et magnétowüstite (pv+mw))) délimitent une zone communément appelée « zone de transition » (Akaogi et al., 1989; Katsura & Ito, 1989).

Le premier changement de phase est caractérisé par la pente positive de la courbe de

Clapeyron<sup>2</sup> alors que le second correspond à une pente négative.

Le caractère endothermique de l'interface à 660 km de profondeur (séparant le manteau supérieur du manteau inférieur) peut avoir une influence sur la pénétration du slab dans le manteau inférieur et, par la même occasion, sur la nature de la convection mantellique, favorisant une convection à une ou deux cellules suivant la pénétration ou non du slab dans le manteau inférieur (Christensen & Yuen, 1984). Il est probable que le changement de phase, se produisant à cette discontinuité, engendre un saut important de densité et de viscosité (Hager & Richards, 1989; Moresi & Gurnis, 1996; Peltier, 1996; Lambeck & Johnston, 1998) (au regard des ondulations du géoïde) ce qui rend la pénétration du slab dans le manteau inférieur plus ou moins favorable (Christensen & Yuen, 1984; Christensen, 1996; Kirby et al., 1996; Marton et al., 1999; Bina et al., 2001) créant ainsi un ralentissement de la vitesse de subduction de la lithosphère et, par conséquent, un changement de la cinématique de la plaque en subduction en surface, le plus souvent se caractérisant par un retrait de la fosse (Funiciello et al., 2003a).

Cette interface fait l'objet de vifs débats scientifiques. En effet, selon les auteurs, elle est interprétée (1) comme une barrière imperméable ne permettant pas le passage du slab à travers (Giardini & Woodhouse, 1984) et par conséquent favorise une convection mantellique stratifiée (à plusieurs cellules) (Christensen & Yuen, 1984) ou (2) comme une barrière pénétrable favorisant ainsi une convection pénétrative (à une cellule) (Hager et al., 1985; Gurnis & Hager, 1988; Hager & Clayton, 1989; Tao & O'Connell, 1993; Billen & Gurnis, 2003) accommodant ainsi une faible déformation du panneau plongeant (Silver et al., 1988) dans le manteau inférieur.

Cependant, l'existence d'anomalies froides dans le manteau inférieur, reliées à des anomalies plus étroites dans le manteau supérieur (correspondant aux plaques océaniques subductées du manteau supérieur), suggèrent que les panneaux traversent la discontinuité à 660 km pour s'épancher dans le manteau inférieur jusqu'à une profondeur moyenne de 1400 km (Spakman et al., 1993; Grand et al., 1997; Bijwaard et al., 1998; Karason & Van der Hilst, 2000; Wortel & Spakman, 2000; Fukao et al., 2001; Piromallo & Morelli, 2003; Li et al., 2008). De plus, la lithosphère en subduction semble se déformer de façon différente au niveau de la discontinuité (Karason & Van der Hilst, 2000). Le slab peut s'étaler au niveau de celle-ci (Scheerer, 1993) comme c'est le cas pour la zone de subduction Sud-Kuriles ou le Japon. Les images de tomographie sismique montrent également que le slab peut pénétrer dans le manteau inférieur (comme cela est le cas au niveau de la

---

2. Les minéraux composant le manteau changent de structure en fonction des conditions de pression et de température. Les frontières des changements de phases solide-solide sont les courbes de Clapeyron.

zone de subduction des Kermadec ou sous l'Amérique Centrale (fig. 1.10) (Fukao et al., 2001)).

En raison de la diversité de la morphologie des slabs en profondeur, la dynamique de la subduction profonde semble complexe et nécessite donc de mieux comprendre les processus physiques responsables de la déformation des panneaux plongeants. Déjà, de nombreuses études de modélisations analogique (Kincaid & Olson, 1987; Griffiths et al., 1995; Guillou-Frottier et al., 1995; Funicello et al., 2004; Schellart, 2008) et numérique (Tao & O'Connell, 1993; Gaherty & Hager, 1994; Christensen, 1996; Cizkova et al., 2007) ont permis de tester plusieurs paramètres physiques pouvant expliquer les observations telles que le contraste de densité (Christensen & Yuen, 1984) et de viscosité (Kincaid & Olson, 1987; Gurnis & Hager, 1988; Karason, 2002) existant entre le manteau supérieur et le manteau inférieur, les changements de structure chimique et minéralogique de la lithosphère (Gaherty & Hager, 1994; Cizkova et al., 2002) ou encore la vitesse de migration de la fosse (Griffiths et al., 1995; Olbertz et al., 1997).

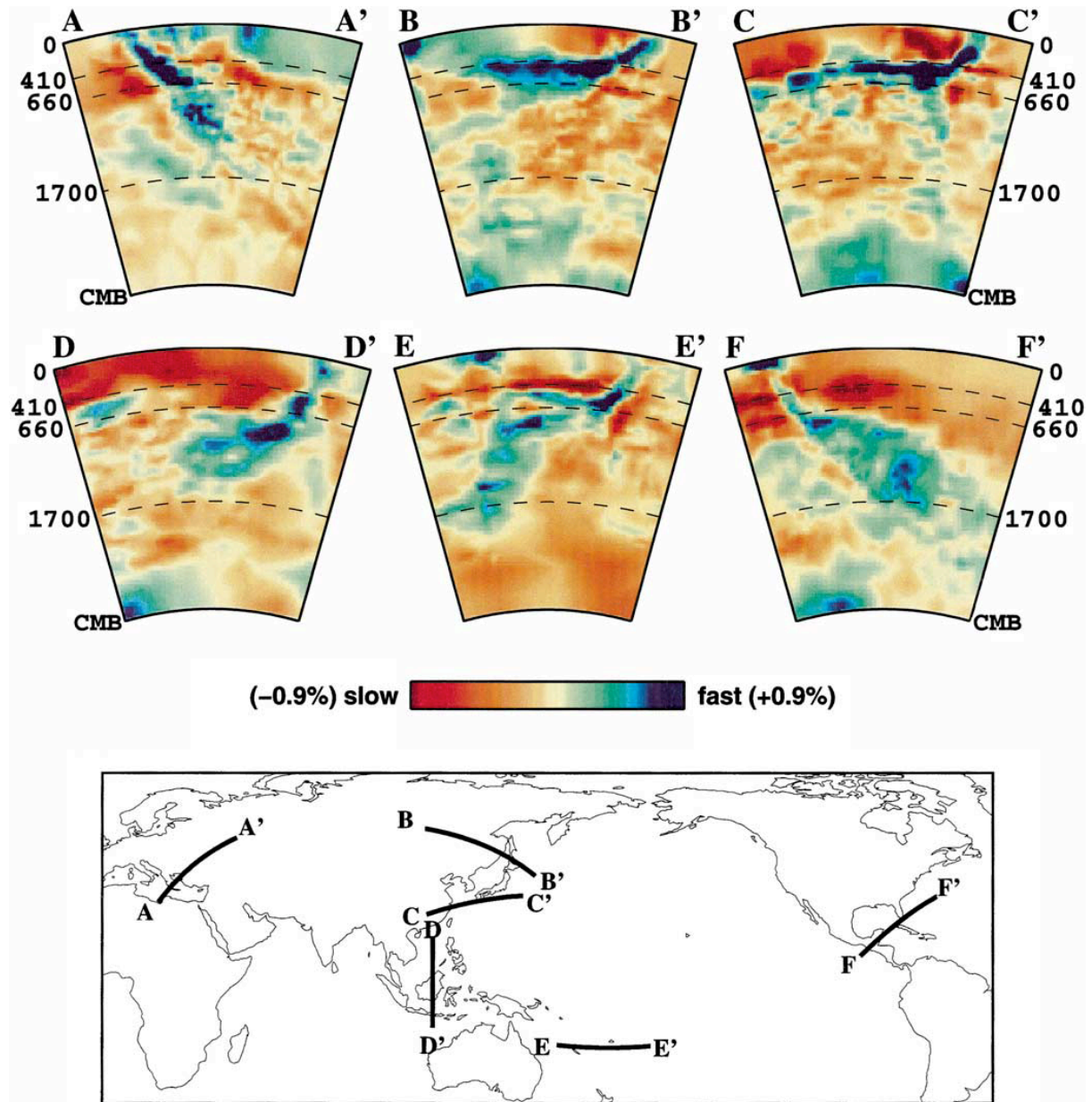
Dans les chapitres 2 et 3, je détaillerai des études concernant la quantification de la déformation du slab. Cela permet de préciser la rhéologie de ce dernier et d'apporter une explication à la diversité de morphologies de slab observée au niveau des panneaux plongeants dans le manteau terrestre.

### 1.3 Modélisation de la dynamique de la subduction

Modéliser une zone de subduction dans son intégralité est une chose quasi impossible en raison des différents paramètres pouvant intervenir sur la dynamique. Malgré un effort considérable sur la documentation de ces zones depuis la théorie de la tectonique des plaques, nous manquons toujours de données contraindre les modèles. En effet, les principales observations sont restreintes à des données de surface représentant des configurations actuelles des zones de subduction. Notamment, une très grande incertitude réside sur les paramètres physiques, et principalement les paramètres rhéologiques.

Comme il est impossible d'accéder aux paramètres physiques à l'intérieur de la Terre, et également de suivre l'évolution temporelle des processus de subduction, nous avons recours à des modèles soit conceptuels, soit analogiques, soit numériques contraints par les observations géologiques, notamment l'étude des roches métamorphiques qui renseignent





**Figure 1.10: Visualisation de quelques zones de subduction par tomographie sismique en onde P** (d'après (Karason & Van der Hilst, 2000)).

Coupe AA' : zone de subduction Hellénique ; coupe BB' : zone de subduction Sud Kuriles ; coupe CC' : Zone de subduction d'Izu-Bonin ; coupe DD' : zone de subduction de Java ; coupe EE' : zone de subduction de Tonga-Kermadec ; coupe FF' : zone de subduction d'Amérique Centrale.

**P-wave tomography model** of Karason & Van der Hilst (2000).  
showed as selected profiles across the Hellenics (AA'), S-Kuril (BB'), Izu-Bonin (CC'), Java (DD'), Tonga-Kermadec (FF') and Centrale-America (FF') subduction zones.

sur l'histoire des roches impliquées dans une subduction en terme de pression et température (chemin  $PT$ ), les signatures géochimiques ou les données géophysiques (sismicité, tomographie sismique...). L'utilisation de modèles géodynamiques est donc le seul moyen aujourd'hui d'obtenir des informations sur la dynamique de l'interaction entre subduction et manteau environnant (Jacoby, 1976; Jacoby & Schmeling, 1982). D'ailleurs, récemment, de nombreux modèles analogiques et numériques, de plus en plus performants et gagnants en résolution, ont été développés afin de comprendre la dynamique des zones de subduction (Schmeling et al., 1999; Funiciello et al., 2003a,b; Schellart, 2004; Bellahsen et al., 2005; Capitanio et al., 2007). Les observations géologiques et géophysiques nous apportent quant à elles des contraintes utiles sur la géométrie du panneau plongeant à un instant  $t$  (c'est-à-dire à l'actuel), mais ne nous permettent pas de reconstruire l'évolution temporelle, indispensable à la compréhension de la dynamique de subduction.

Comme il l'est spécifié plus haut, un paramètre fondamental qui contrôle la dynamique des zones de subduction est l'estimation de la rhéologie de la lithosphère et plus particulièrement sa viscosité. L'évaluation de ce paramètre est important pour contraindre les modèles car il intervient dans les équations de la mécanique des fluides qui sont utilisées par les modèles de subduction.

## Choix de la rhéologie

Le choix de la rhéologie est un point fondamental de la modélisation de la déformation d'une lithosphère en subduction. On considère généralement que la lithosphère a un comportement visqueux sur de grandes échelles de temps, alors qu'elle a un comportement élastique à plus court terme. Par exemple, les études menées sur le rebond post-glaciaire suggère que la lithosphère a plutôt un comportement élastique (Turcotte & Schubert, 1982). Pour reproduire les observations de façon la plus précise possible, les auteurs utilisent des rhéologies différentes. La rhéologie la plus communément utilisée (et que j'ai utilisé) reste la rhéologie à comportement visqueux et newtonien car les équations sont les plus simples : ce sont les équations de *Stokes* (Faccenna et al., 2001b; Funiciello et al., 2003a; Schellart, 2004; Piromallo et al., 2006; Yamato et al., 2009). Cependant, suivant le problème traité, le résultat peut ne pas être satisfaisant car ce type de comportement permet une déformation de la lithosphère pour des échelles de temps infinies. Afin d'être plus réalistes et pour localiser la déformation, certains auteurs utilisent des rhéologies non linéaire (Zhong & Gurnis, 1996) et plus complexes comme des rhéologies visco-plastique

(Avouac & Burov, 1996), visco-élastique (Medwedeff, 1989), visco-elastique-plastique (Gerya & Yuen, 2007; Bonnardot et al., 2008a) ou bien élasto-plastique (Chemenda et al., 2000).

Ces nombreux modèles, testant ces différentes rhéologies et faisant intervenir de plus en plus de paramètres, et l'ensemble des données disponibles (gravimétrie, la sismologie...) ne permettent pas de déterminer, de façon précise, la rhéologie responsable du comportement de la lithosphère en subduction.

Dans les modèles que j'ai développés, j'ai décidé d'utiliser la rhéologie la plus simple en terme d'équation : la rhéologie visqueuse newtonienne faisant appel à la solution de Stokes. En faisant l'hypothèse que la lithosphère se comporte comme un fluide visqueux sur de grandes échelles de temps, j'obtiens une première approximation sur les paramètres physiques pouvant influencer la dynamique de l'interaction entre le panneau plongeant et le manteau environnant.

### ***Contrainte et déformation***

Les lois de comportement des matériaux sont gouvernées par les contraintes  $\sigma$  et la déformation  $\varepsilon$ . La contrainte  $\sigma_{ij}$  est la force par unité de surface agissant sur la surface selon une direction donnée. Elle peut s'écrire comme la somme de la partie isotrope (pression hydrostatique) et de la partie déviatorique du tenseur des contraintes. Le tenseur des contraintes déviatoriques est important en géodynamique pour caractériser la déformation visqueuse (Stuwe, 1959). Les contraintes déviatoriques sont responsables de la déformation des roches.

La déformation est, quant à elle, caractérisée par le tenseur de déformation qui peut se décomposer en terme de déformation finie  $\varepsilon_{ij}$  et de rotation rigide  $\omega_{ij}$ . Le tenseur de déformation est donné par la somme du terme de dilatation (déformation volumique) et du terme de déformation cisailante (cisaillement) correspondant au changement de forme (Stuwe, 1959).

### ***Elasticité***

Dans la pratique, tous matériaux rocheux, soumis à une contrainte extérieure, se déforment, dans un premier temps, de manière élastique. La déformation est réversible tant que l'intensité de la contrainte appliquée au matériau ne dépasse pas le seuil de rupture, c'est-à-dire qu'il ne persiste pas de déformation résiduelle dans le matériau lorsque la

contrainte cesse (fig. 1.11). Ce retour à l'état initial est rendu possible grâce aux forces de cohésion du matériau. Ce comportement élastique s'exprime par une relation linéaire entre la contrainte et la déformation, plus communément appelée loi de Hooke, exprimée dans la plus part des cas de la façon suivante :

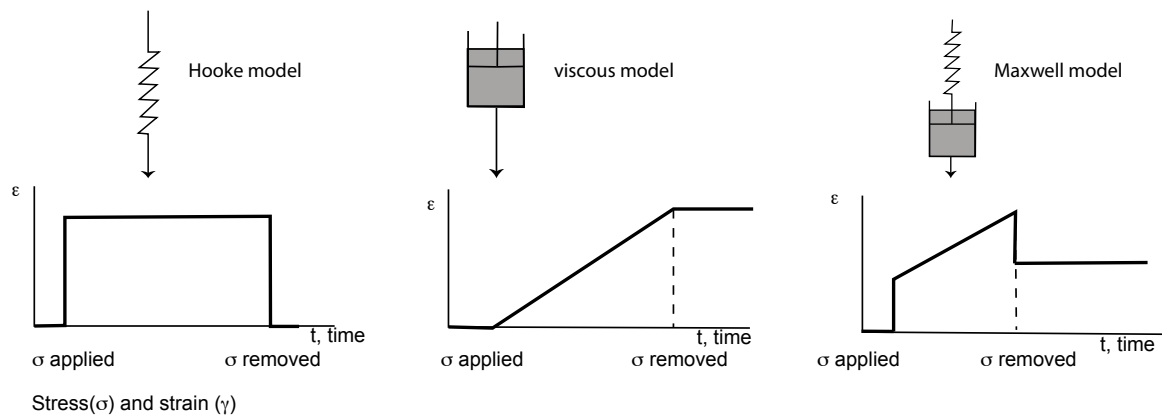
$$\sigma_{ij} = C_{ijkl}\varepsilon_{kl} \quad (1.1)$$

avec  $\sigma$  le tenseur des contraintes,  $C$  le tenseur de rigidité élastique indépendant de  $\varepsilon$ , le tenseur des déformations, si le comportement est linéaire. Dans le cas d'un matériau linéaire, homogène et isotrope, l'équation devient alors :

$$\sigma_{ij} = \lambda\varepsilon_{ii} + 2\mu\varepsilon_{ij} \quad (1.2)$$

où  $\lambda$  et  $\mu$  sont les paramètres élastiques appelés constantes de Lamé.

L'exemple le plus fréquemment utilisé pour illustrer le cas le plus simple de déformation élastique, c'est-à-dire lorsque  $\mu$  exprime la rigidité, est celui du ressort (fig. 1.11).



**Figure 1.11: Représentation schématique des comportements rhéologiques** (A) élastique, (B) visqueuse et (C) visco-élastique (modèle de Maxwell) (d'après (Ranalli, 1995))

**Rheological responses** of (A) an elastic, (B) viscous and (C) visco-elastic material (from (Ranalli, 1995))

## Viscosité

La viscosité est définie comme la résistance d'un fluide à un écoulement uniforme sous l'influence d'une contrainte (fig. 1.11). Elle est très fortement dépendante de la température

pour les matériaux rocheux en particulier. Elle tend généralement à diminuer lorsque la température augmente et inversement, à augmenter quand la température décroît. Ainsi, lorsque la viscosité augmente, la capacité du fluide à s'écouler diminue. La viscosité est aussi dépendante des conditions de pression, de composition du milieu et du champ de contraintes. La déformation dépend du temps, on se réfère donc au taux de déformation. En géodynamique, ce type de comportement est souvent utilisé pour étudier des systèmes tectoniques complexes dont le temps caractéristique de déformations est supérieur au million d'année. Nous considérons deux principales classes de fluides : ceux à comportement newtonien et ceux à comportement non-newtonien.

**Fluide Newtonien** Un fluide est dit newtonien lorsque le tenseur des contraintes visqueuses est une fonction linéaire du tenseur des taux de déformations (fig. 1.12 A). Le meilleur exemple est l'eau.

Les contraintes  $\sigma_{ij}$  agissent dans la direction  $x_j$  par unité de surface sur un élément de surface normal à  $x_i$ . La contrainte doit être reliée au taux de déformation  $\dot{\varepsilon}_{ij}$  dans le fluide qui est :

$$\dot{\varepsilon}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (1.3)$$

et,

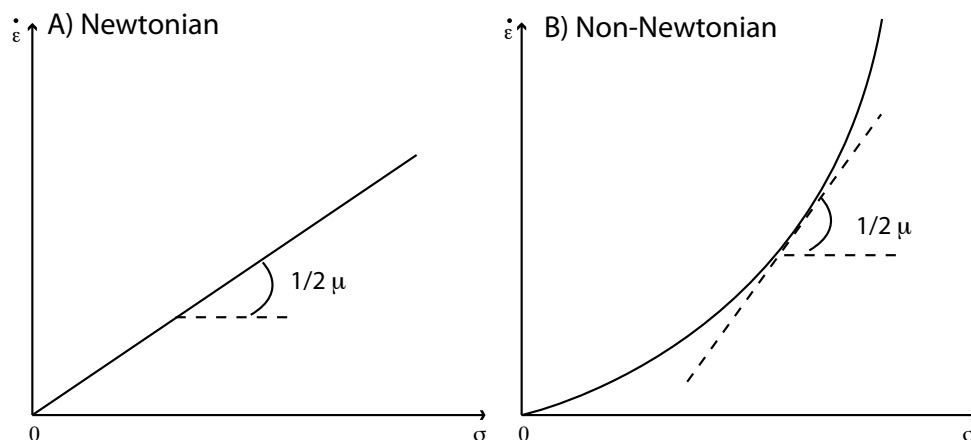
$$\sigma_{ij} = 2\mu\dot{\varepsilon}_{ij} \quad (1.4)$$

où  $\mu$  est la viscosité dynamique,  $u_i$  et  $u_j$  les composantes de la vitesse selon  $x_i$  et  $x_j$  respectivement.

**Fluide Non-Newtonien** Un fluide est dit non newtonien lorsque le tenseur des contraintes visqueuses n'est pas une fonction linéaire du tenseur des déformations (fig. 1.12 B), autrement dit lorsque sa déformation n'est pas directement proportionnelle à la force qu'on lui applique. Le taux de déformation est donc proportionnel à la puissance  $n$  de la contrainte ( $n > 1$ )

$$\dot{\varepsilon} = A\sigma^n \quad (1.5)$$

où  $A$  est en général une fonction de la pression, de la température et des paramètres du matériel.



**Figure 1.12: . Profil rhéologique (taux de déformation-contrainte) d'un fluide** (modifié de Ranalli (1995)). (A) À comportement newtonien et (B) non newtonien.  $\mu$  est la viscosité dynamique.

**Rheological responses of a newtonian and non-newtonian viscous material** (modified from Ranalli (1995)). (A) Strain rate-stress relationship for a newtonian fluid ; (B) Strain rate-stress relationship for a linear viscous material.  $\mu$  is the viscosity.

### Modèle de Maxwell

La combinaison des deux rhéologies décrites ci dessus définit un fluide à comportement visco-élastique (Maxwell) (fig. 1.11 C). Les fluides visco-élastiques ont, selon les conditions, des caractéristiques analogues à celles d'un corps élastique ou d'un fluide simplement visqueux. Lorsqu'une sollicitation est imposée à un fluide visco-élastique pendant une durée très courte, sa réponse est essentiellement élastique, c'est-à-dire que la déformation résultante est proportionnelle à la force appliquée. En revanche, lorsque cette sollicitation est imposée pendant une durée assez longue, leur réponse est essentiellement visqueuse, c'est-à-dire qu'ils se déforment inexorablement (la déformation tendant vers l'infini) (fig. 1.11 C). C'est le cas par exemple des pâtes siliconées qui se comportent comme une balle en caoutchouc élastique lorsqu'on les fait rebondir et qui s'étalent si on les abandonne quelques temps sur un plan incliné.

Dans ce modèle, les déformations s'ajoutent, ce qui donne :

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_E + \dot{\epsilon}_v \quad (1.6)$$

où  $\dot{\epsilon}_E$  et  $\dot{\epsilon}_v$  sont, respectivement, les déformations produites par le ressort et par l'amortisseur sous l'action de la contrainte appliquée ( $\sigma$ ) (fig. 1.11). Le ressort décrit un solide hookéen idéal,  $\sigma = G\epsilon_E$  où  $G$  est le module de cisaillement élastique (fig. 1.11 A).

Quant à l'amortisseur, il suit le comportement d'un fluide idéal de viscosité  $\mu$ , selon la loi

de Newton,  $\sigma = \mu \dot{\varepsilon}_v$  (fig. 1.11 B). De ces 3 équations, on en déduit l'équation de Maxwell qui relie la contrainte à la déformation totale :

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\dot{\sigma}}{G} + \frac{\sigma}{\mu} \quad (1.7)$$

Par simplification, en multipliant par  $\mu$  on obtient alors la formulation usuelle :

$$\sigma + \tau \dot{\sigma} = \mu \dot{\varepsilon} \quad (1.8)$$

où  $\tau$  est le temps de relaxation de maxwell  $\tau = \frac{\mu}{G}$

Le comportement d'un fluide visco-élastique en régime stationnaire (ou visqueux) est caractéristique et nous permet de distinguer clairement ce dernier au régime non linéaire. En régime linéaire, la contrainte croît linéairement avec le taux de déformation  $\dot{\varepsilon}$ , ce qui traduit donc un comportement newtonien, caractérisé par une viscosité constante  $\mu$ .

Nous utiliserons dans les études de la déformation de la lithosphère dans le manteau, une rhéologie visqueuse newtonienne. J'ai décrit la rhéologie élastique afin d'introduire la rhéologie de Maxwell. Cette rhéologie est celle de la silicone, matériel utilisé dans les expériences analogiques introduites dans le chapitre 3. Cependant, dans les conditions expérimentales utilisées lors des expériences, la silicone se comporte comme un fluide visqueux en raison de la très faible vitesse de déformation engendrée (Weijermars & Schmeling, 1986).

## Les équations du système

L'écoulement d'un fluide newtonien incompressible avec une viscosité uniforme, est décrit par les équations de Navier-Stokes (voir par exemple (Batchelor, 1967)) :

$$\rho \frac{Du}{Dt} = -\nabla p + \mu \nabla^2 u + \rho f \quad (1.9)$$

et,

$$\nabla \cdot u = 0 \quad (1.10)$$

où  $\rho$  est la masse volumique du fluide,  $p$  le champ de pression,  $\mu$  la viscosité dynamique,  $f$  une force massique s'exerçant dans le fluide (par exemple la pesanteur  $g$ ),  $t$  le temps, et  $u$  le vecteur vitesse dans le fluide.

L'équation 1.9 est l'équation de mouvement et l'équation 1.10, la conservation de la masse

pour un fluide incompressible. Le premier terme de l'équation 1.9 est l'accélération local d'une particule dans le fluide. Dans le cas où l'écoulement dans le fluide est considéré comme très lent et visqueux, l'accélération et la force d'inertie sont négligeables devant les forces visqueuses :

$$\frac{Du}{Dt} \approx 0. \quad (1.11)$$

L'équation 1.9 devient l'équation de Stokes (voir par exemple (Batchelor, 1967)) :

$$\mu \nabla^2 u = \nabla p - \rho f \quad (1.12)$$

Le rapport entre les forces d'inerties et les forces visqueuses est le nombre de Reynolds  $Re$  tel que :

$$Re = \frac{\rho Lu}{\mu} \quad (1.13)$$

où  $L$  est la longueur caractéristique. Ce nombre, sans dimension, permet de valider l'approximation (equ. 1.11). Dans le cas où  $Re \ll 1$ , l'écoulement est alors considéré comme laminaire. Si, au contraire,  $Re \gg 1$ , l'écoulement est alors turbulent.

Le manteau terrestre est considéré comme très visqueux. Il est donc facile de vérifier que le nombre de Reynolds tend vers 0. Par exemple, considérons une lithosphère d'une longueur  $d \approx 1000$  km, d'une densité  $\rho \approx 3300$  kg/m<sup>3</sup> et d'une viscosité  $\mu \approx 1.10^{21}$  Pa.s en subduction dans le manteau. Cette lithosphère plonge à une vitesse moyenne de  $u \approx 10$ mm/an, alors  $Re$  est environ égal à  $10^{-27}$ .

## Modèles Eulérien et Lagrangien

Pour décrire mathématiquement les propriétés d'un fluide en mouvement, deux méthodes existent, l'une et l'autre présentant des avantages dans des situations particulières. La première est la méthode eulérienne, une approche qui consiste à décrire le mouvement d'un fluide dans un référentiel donné. La seconde est la méthode lagrangienne qui consiste à suivre chaque particule d'un fluide à partir de l'instant initial.

### *Approche Eulerienne*

La description eulérienne étudie le passage d'une particule en considérant un système de référence fixe. Dans cette description, l'observateur se place donc en un point fixe et



étudie comment varient les caractéristiques de la particule passant par ce point à l’instant considéré. Dans le cadre de la méthode des éléments finis, la formulation eulérienne impose un maillage fixe dans l’espace ce qui implique que le volume ne varie pas au cours du temps. La principale limite de cette formulation est les frontières des éléments. Si les frontières du corps considéré ne coïncident pas avec le bord d’un élément, il est difficile de prendre en compte les conditions aux limites. En revanche, les formulations eulériennes autorisent d’importantes distorsions de la matière, formulation idéale pour résoudre les problèmes en mécanique des fluides.

### ***Approche Lagrangienne***

La description lagrangienne étudie le mouvement du corps étudié comme une particule se déplaçant dans l’espace à partir d’une référence connue. Dans ce cas, l’observateur est considéré comme attaché à chaque particule donnée. Il étudie l’évolution temporelle des propriétés de cette particule au cours de son mouvement. Cette formulation est classiquement adoptée en mécanique des solides. Dans le cadre de la méthode des éléments finis, la formulation lagrangienne impose à chaque noeud de rester en coïncidence avec la même particule matérielle tout au long du processus de déformation. Cette propriété est intéressante d’un point de vue numérique puisque, lors de l’intégration des lois de comportement, les termes convectifs n’apparaissent pas dans les équations. De plus, un élément donné contient toujours le même ensemble de particules matérielles et est donc entraîné (convecté) par la déformation. En particulier, un noeud situé à la frontière du corps reste sur cette frontière au cours de la simulation. En revanche, en présence de grandes déformations, le maillage peut être fortement distordu et entraîner une imprécision des résultats. Des opérations de réactualisation de maillage (remaillage) sont alors indispensables.

Dans chaque problème, il est considéré la description la plus adaptée. Par exemple, les modèles de convection mantellique utilisent préférentiellement une approche eulérienne, plus appropriée pour décrire l’écoulement du manteau à grande échelle. Les modèles sont alors essentiellement basés sur la description de la dynamique des fluides, le terme de l’élasticité étant ainsi souvent négligé. Les modèles qui consistent à étudier l’interaction entre la dynamique globale et la subduction (Tao & O’Connell, 1993; Davies, 1995; Christensen, 1996; Moresi et al., 1996; Cizkova et al., 1999; Moresi & Solomatov, 1998; Tackley, 2000; Bercovici, 2003) utilisent aussi cette approche. Au contraire, les modèles de subduction qui prennent en compte le paramètre de l’élasticité dans la rhéologie, préfèrent la

méthode lagrangienne. Cette approche est plus adaptée pour comprendre la dynamique à l'intérieur du slab (Hassani et al., 1997; Buiter et al., 1998; Regenauer-Lieb & Kohl, 2003; Ribe, 2003; Regenauer-Lieb & D., 2004; Regenauer-Lieb, 2006).

## 1.4 Les techniques de modélisation

La vaste majorité des modèles de subduction sont soit analogiques (Guillou-Frottier et al., 1995; Faccenna et al., 2001b; Funiciello et al., 2003a; Kincaid & Griffiths, 2004; Schellart, 2004; Espurt et al., 2008), soit numériques (Piromallo et al., 2006; Stegman et al., 2006; Giusseppe et al., 2008; Clark et al., 2008; Yamato et al., 2009). D'autres utilisent une méthode permettant de simplifier au maximum le problème afin d'avoir accès à une expression analytique ou semi-analytique, dont la résolution est limitée par le nombre d'itérations (Husson, 2006). Afin de comprendre l'interaction entre la lithosphère et le manteau environnant, j'ai, durant ma thèse, utilisé ces trois différentes approches pour valider mes résultats.

### Analogie

La modélisation expérimentale consiste à reproduire en laboratoire, à une échelle réduite, des phénomènes naturels. Cependant, la modélisation analogique ne consiste, en aucun cas, à reproduire fidèlement la nature : il s'agit de tester un seul paramètre physique à la fois afin de comprendre un  $\varepsilon$  de la dynamique engendrée.

Les modèles analogiques ou physiques ont donc la possibilité de reproduire des caractéristiques géologiques en utilisant des rhéologies complexes selon les matériaux choisis mais limitées à cause des contraintes physiques externes ou internes aux modèles (comme la température ambiante, le choix de la méthode d'enregistrement, les conditions limites du modèle...). Dans le chapitre 3, je décris plus amplement cette technique que j'utilise pour l'étude de la chute d'une plaque mince (rigide et déformable) dans un fluide visqueux. Ces expériences de laboratoire m'ont permis de mieux appréhender les lois physiques simples qui gouvernent les processus physiques du modèle.

### Différences finies

Les expériences numériques permettent une flexibilité et une liberté sur le choix des rhéologies et des conditions limites par exemple. Aucun facteur externe ne peut venir perturber

le modèle. Cependant, la plupart du temps, ce type de modèle demande un investissement coûteux en matériel informatique (par exemple un cluster (fig. 1.15)) et de long temps de calcul. Plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour résoudre les équations aux dérivées partielles lors de la modélisation numérique. On trouve, entre autre, la méthode par différence finie (Gerya et al., 2000) que j'ai utilisé pour résoudre un problème à deux dimensions (cf. chapitre 2) ou bien la méthode des éléments frontières (BEM method) (Morra & Regenauer-Lieb, 2006)

La méthode des différences finies est la plus ancienne des techniques appliquées pour obtenir la solution d'équations différentielles. Elle repose sur la notion de dérivée et les propriétés du développement de Taylor. C'est une méthode simple à mettre en oeuvre et peu coûteuse en temps de calcul. Elle requiert un maillage uniforme. Cette méthode m'a permis d'avoir une approche semi-analytique en deux dimensions afin de résoudre un problème complexe en le simplifiant au maximum par des équations simples (Equation de Stokes - résolution de l'équation de Courant) (cf. chapitre 2).

## **Méthode par éléments finis**

Dans les modèles à trois dimensions proposés dans ce travail, j'ai utilisé la méthode des éléments finis (FEM). Cette méthode est maintenant communément utilisée pour résoudre les équations aux dérivées partielles. Elle a été décrite pour la première fois à la fin des années 1950 (Turner et al., 1956). Elle permet de trouver une approximation à des équations aux dérivées partielles, en discrétisant un domaine à géométrie complexe en une série de sous-domaines de géométrie plus simple appelés éléments finis. La solution du problème est calculée pour un certain nombre de points, appelés noeuds. Les valeurs intermédiaires sont, quant à elles, obtenues par interpolation (Reddy, 1993). La méthode de résolution des équations par les éléments finis repose sur les principes de la formulation intégrale. On ne cherche pas à trouver la solution exacte, mais une approximation suffisamment proche.

Les équations peuvent être aussi résolues en utilisant une combinaison des méthodes eulérienne et lagrangienne (Fullsack, 1995; Moresi et al., 2003), appelée formulation Lagrangien-Eulérien arbitraire (Arbitrary Lagrangian-Eulerian formulation ALE (Hirt et al., 1974)). Cette méthode est utilisée par le code 3D à éléments finis DOUAR (Braun et al., 2008), code avec lequel j'ai mené une partie de mes travaux de recherche. L'intérêt de la formulation ALE pour décrire les phénomènes est de combiner les avantages de la description lagrangienne et ceux de la description eulérienne. La formulation ALE est

particulièrement bien adaptée à l'étude des problèmes présentant de grandes déformations, et plus généralement à l'étude des problèmes couplés (comme l'interaction entre la lithosphère en subduction et le manteau avoisinant). Cette méthode est donc largement utilisée pour la modélisation des processus de subduction et de la convection mantellique (Pysklywec et al., 2002; Moresi et al., 2003; O'Neill et al., 2005; Stegman et al., 2006; Yamato et al., 2009). Elle permet également de décrire une surface libre, aspect que la méthode purement eulérienne n'est pas capable de faire.

## 1.5 Eléments finis : le modèle DOUAR

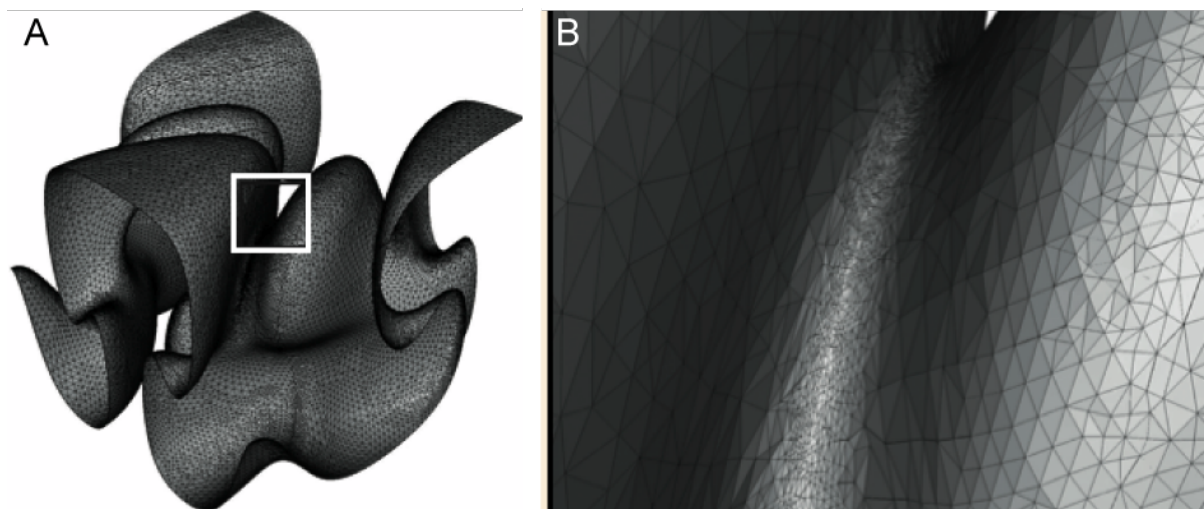
### Description du code numérique

Le code numérique 3D, à éléments finis et à formulation Lagrangien-Eulerien Arbitraire (ALE) DOUAR, développé par Braun et al. (2008), résout les équations de Stokes pour étudier la déformation lithosphérique 3D et l'écoulement mantellique associé.

DOUAR a la particularité d'utiliser une discrétisation spatiale adaptative afin de représenter avec précision les processus à différentes échelles. Il permet de suivre, avec précision, l'évolution temporelle pour une série d'interfaces, et donc de coupler les processus de surface à la déformation profonde de la Terre.

Par la formulation ALE, le code a la capacité de suivre les interfaces, en particulier les surfaces libres. Pour cela, il utilise une double approche en utilisant d'une part un jeu de particules placé sur les interfaces (*Interface tracking*) et d'autre part, la compilation d'une fonction *level set* (*Level Set Function*) sur les noeuds des éléments finis, assurant ainsi une précision et une efficacité dans les calculs. Le code utilise également une méthode pour résoudre la triangulation de Delaunay qui consiste à connecter les particules selon une métrique non euclidienne et curviligne en s'assurant ainsi que la densité de particules reste uniforme et adaptée à la courbure de l'interface.

Les interfaces sont donc composées de petits triangles qui sont advectés avec la vitesse calculée sur la maille (l'*Octree*), et ensuite la fonction de *Level Set* est recalculée permettant ainsi aux surfaces de se déformer avec une haute précision (fig. 1.13). Lorsque l'extension des triangles est trop importante, il y a possibilité en utilisant le paramètre *stretch* de rajouter des noeuds aux centres de chaque côté du triangle et de le rediviser ainsi en petits triangles. Cette fonction a d'ailleurs été très utile dans les modèles du chapitre 3, car la surface subit une déformation intense (cf. chapitre 3).



**Figure 1.13: Géométrie (A) et triangulation d'une surface (B), initialement plate, après avoir été soumise à un champ de vitesse périodique et incompressible (d'après Braun et al. (2008)),**

illustrant à quel point la méthode de remaillage dans DOUAR est performante, même dans le cas d'une forte courbure de la surface. (B) est un zoom de (A) montrant à quel point la courbure de la surface peut devenir importante et précise.

**Complex geometry (A) and corresponding triangulation (B) of an originally flat, horizontal plane subjected to a 3D velocity field (from Braun et al. (2008)),**

illustrating how the meshing method used in DOUAR leads to an accurate tracking, even in case where curvature becomes important.

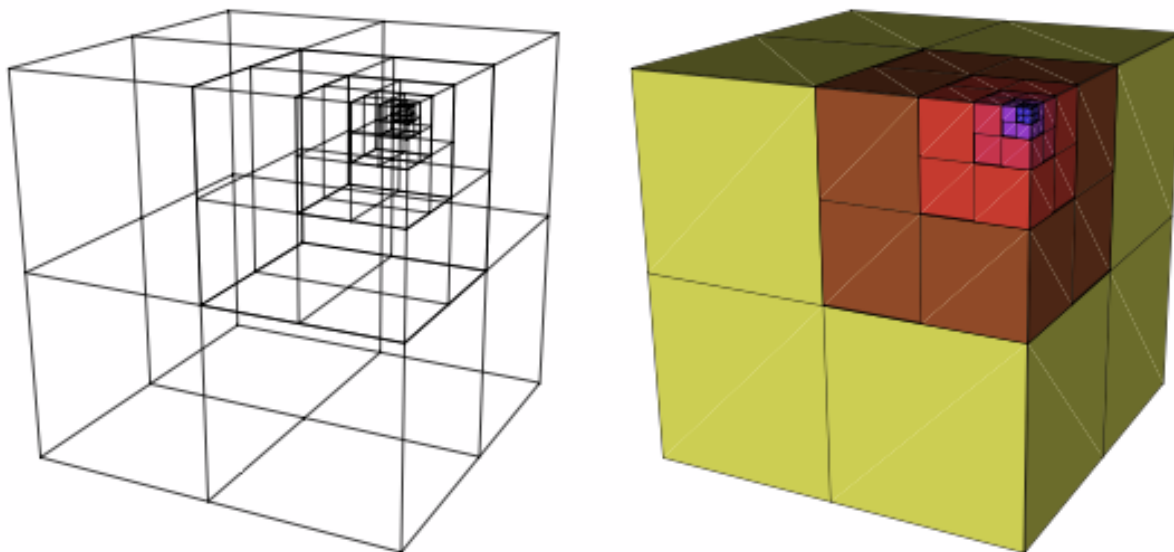
La deuxième particularité de ce code est une discrétisation adaptative de la maille. En effet, l'utilisation d'une grille triangulaire irrégulière est très fréquente en deux dimensions, mais devient très vite impraticable en trois dimensions. Pour cette raison, Braun et al. (2008) ont décidé d'utiliser une méthode permettant de combiner la flexibilité d'une discrétisation non uniforme, mais régulière de l'octree à l'intérieur d'un cube (Cheng et al., 1986). Elle est dite adaptative car pour une région de fort gradient de vitesse ou de courbure importante de l'interface (fig. 1.13), elle permet une précision sur les calculs au niveau des zones très déformées.

La figure 1.14 montre un exemple d'une discrétisation simple en octree du cube. Le cube est divisé en 8 sous-cubes qui peuvent être à leur tour divisés en 8 autres sous-cubes et ainsi de suite. Les cubes non divisés sont appelés des feuilles (Leaves) qui sont utilisées comme les éléments finis.

Le cube unitaire est considéré à un niveau zéro, car il compte  $(2^0)^3 = 1$  feuille. Après une division, l'octree comprend  $(2^1)^3 = 8$  feuilles et est à un niveau (*Level*)  $L=1$ . Une autre subdivision de chaque feuille à un niveau supérieur  $L=2$  de l'octree donnera  $(2^2)^3 = 64$

feuilles. Ainsi une grille  $32 \times 32 \times 32$ , considérée comme une grille standard pour la majorité des codes 3D à éléments finis, est à un niveau  $L=5$  avec 32 768 feuilles.

Dans l'état actuel, le remaillage en *octree* n'est pas fonctionnel dans certain cas. C'est pour cela qu'il n'a pas été utilisé dans les travaux présentés dans les chapitres 1 et 3. La grille a été définie dès le départ de façon à ce que la solution soit la plus fiable possible (cf. fig. 1.17)



**Figure 1.14:** Le cube unitaire découpé en *octree*, une construction hiérarchique régulière mais non uniforme, utilisé par DOUAR (Braun et al., 2008).

**Unit cube divided in octree**, a regular but non uniform, hierarchical construction used in DOUAR (Braun et al., 2008)

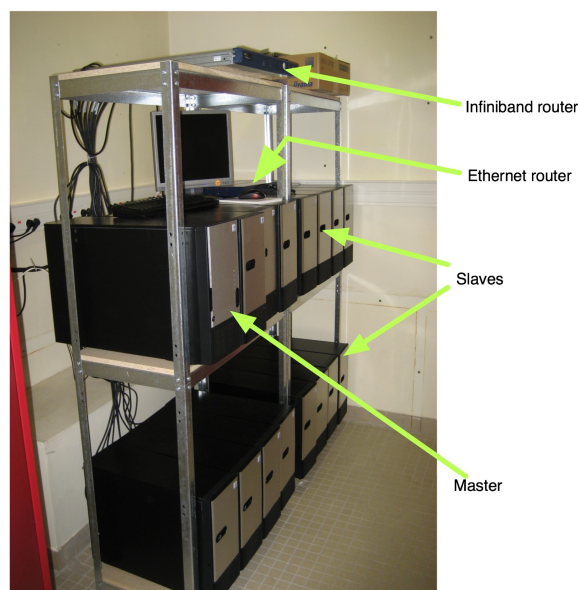
Les discontinuités entre les propriétés des matériaux utilisés à travers des interfaces sont accommodées par l'utilisation d'un algorithme récursif (appelé *divFEM*) pour intégrer les équations des éléments finis qui contiennent plusieurs matériaux. À partir de la fonction *Level Set*, la position de chaque élément par rapport à chaque surface est connue. Cette information permet de déterminer le matériel contenu dans l'élément, en supposant que les interfaces sont des frontières entre les matériaux. Quand un élément est intersecté par une ou plusieurs interfaces, la valeur de la fonction *Level Set* aux noeuds de l'élément est utilisée pour calculer le volume de l'élément qui est dans chaque matériel. Ces volumes permettent d'accéder au volume d'intégration des équations des éléments.

Une variété de rhéologie est implémentée dans le code incluant des rhéologies linéaires, non linéaires ainsi que des rhéologies permettant d'étudier à la fois la déformation ductile

et cassante en intégrant le terme de la thermicité. Enfin le code DOUAR est associé au code CASCADE (Braun & Sambridge, 1997) pour coupler tectonique et érosion.

Le large système d'équations algébriques qui résulte de la discrétisation et de la linéarisation des équations différentielles aux dérivées partielles est résolu par le solveur MUMPS<sup>3</sup>(MUltifrontal Massively Parallel sparse direct Solver) (Amestoy et al., 2001).

Le code est entièrement parallélisé sur un cluster (fig. 1.15) comportant 64 processeurs, permettant ainsi des temps de calcul raisonnables d'environ 3 à 6 jours selon les modèles et la résolution utilisée.



**Figure 1.15:** Le cluster composé de 64 noeuds basé à Géosciences Rennes, et utilisé pour la majorité des calculs des modèles présentés dans cette thèse.

**Cluster of 64 processors hosted to Géoscience Rennes laboratory, and used for most of the computations shown in this thesis**

Schématiquement, la structure du code est construite selon trois boucles (fig. 1.16) : la boucle supérieure est l'étape du temps, la seconde est la construction de la grille adaptative et la troisième est l'itération non linéaire (si il en a une).

---

3. <http://graal.ens-lyon.fr/MUMPS/>

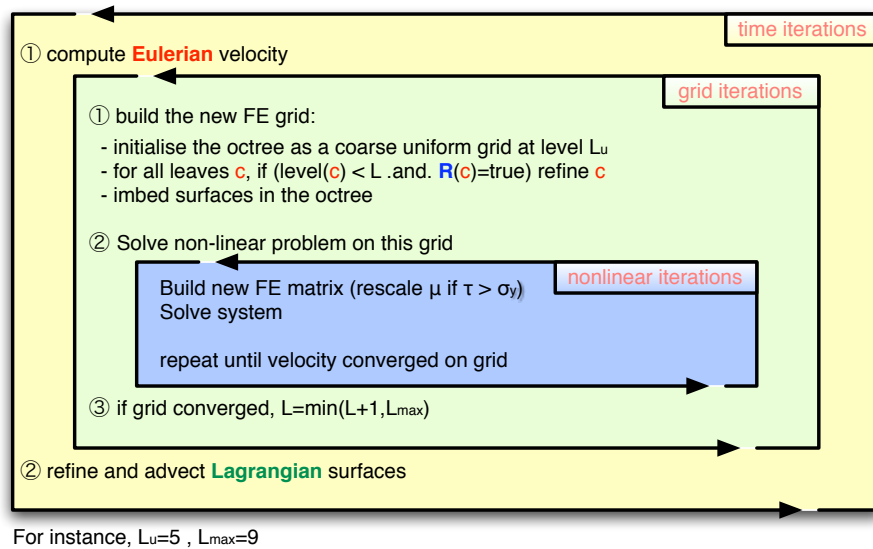


Figure 1.16: Organigramme de la structure du code DOUAR (Braun et al., 2008)

DOUAR code structure (Braun et al., 2008)

## Paramétrage général des modèles

**Paramètres d'entrée ou *input* (cf. chapitre 1 et 3) :** Les modèles générés avec le code numérique DOUAR sont constitués d'un environnement cubique rempli d'un fluide de densité  $\rho$  et de viscosité  $\mu$ . La dimension unitaire du cube correspond, pour une mise à l'échelle de la Terre, à la profondeur du manteau terrestre soit 2750 km environs. Le fluide est divisé en deux milieux par une surface plane situé à  $z = 0.24$  de profondeur, correspondant à la discontinuité entre le manteau supérieur et le manteau inférieur (à 660 km de profondeur). Le fluide compris entre 0 et 0.24 de profondeur constitue le fluide de référence et représente, dans mes expériences, le manteau supérieur. Il a pour propriétés la densité  $\rho_{um}$  et la viscosité  $\mu_{um}$ . Le fluide compris entre 0.24 et 1 de profondeur constitue le manteau inférieur. Suivant les expériences, ce fluide peut être homogène au fluide supérieur, c'est à dire que ces propriétés (la densité  $\rho_{lm}$  et la viscosité  $\mu_{lm}$ ) sont les mêmes, ou bien différentes.

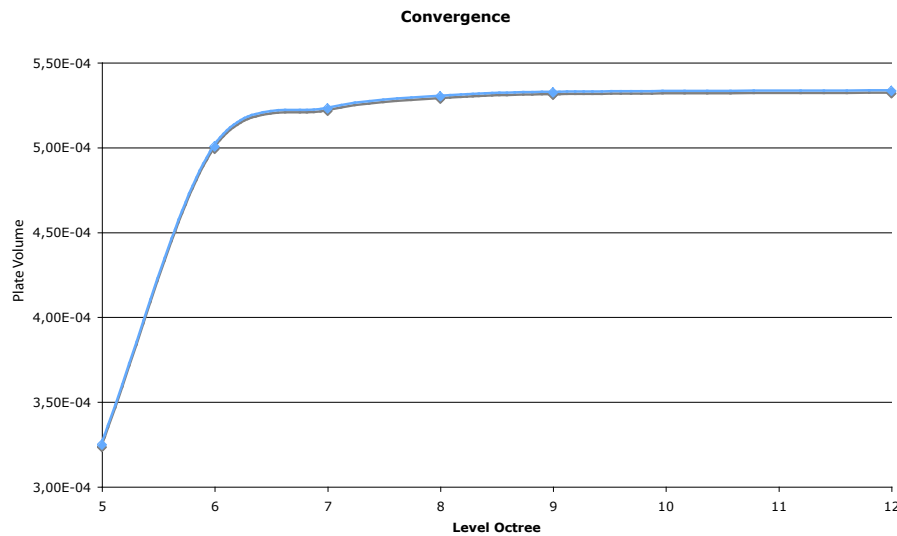
La résolution de l'octree dans le fluide est de  $L = 6$ , niveau d'octree qui paraît être la discrétisation minimale pour obtenir une solution numérique stable (fig. 1.17). Généralement, les auteurs utilisent un niveau de résolution  $L=5$  (Giusseppe et al., 2008) dans leurs modèles, ce qui ne paraît pas suffisant ici.

La lithosphère est représentée par une surface générée par une subroutine *SG-lithosphere*, que j'ai développé, permettant de choisir la résolution de la plaque de niveau de l'octree



$L = 8$ . Il s'agit d'une plaque avec les propriétés de densité  $\rho_s$  et de viscosité  $\mu_s$  imposée et variables selon les expériences. L'épaisseur de la plaque,  $h$  est fixée alors que sa largeur  $w$  varie selon les expériences.

Les modèles sont adimensionnés afin de laisser au lecteur un libre choix du le dimensionnement.



**Figure 1.17: Convergence de la solution en fonction du niveau  $L$  utilisé.** Le paramètre testé est le volume de la plaque.

**Convergence of the solution as function of the level octree  $L$ .** Volume plate parameter was tested.

**Les conditions limites :** Les conditions limites sont imposées via une subroutine nommée *define-bc.f90* permettant d'imposer, soit (i) des vitesses au bord du cube ou sur la surface de l'objet (c'est à dire la plaque) (cf. chapitre 1) soit (ii) des conditions en *free slip* (cf. chapitre 3).

Les modèles présentés dans ce manuscrit ne présentent pas de surface libre afin de simplifier le champ d'investigation. Je considère seulement les forces visqueuses liées à l'interaction lithosphère/manteau.

Dans les modèles présentés dans les chapitres à venir, il existe deux types d'écoulement de Stokes : « libre » et « forcés ». Pour chaque cas, il en résulte une mise à l'échelle (*Scaling*) (cf chapitre 3, *critère de similarité*) différentes. Dans le premier cas, il n'y a pas de conditions limites en vitesse finie; ce sont les différences de densité internes  $\Delta\rho$  qui

produisent l'écoulement. Le seul *Scaling* est de préserver les rapports d'aspect :

$$\frac{a}{L} \quad (1.14)$$

avec  $a$  la dimension de l'objet et  $L$  celle de la boîte (dimension unitaire). Le temps caractéristique, qui doit être largement inférieur au temps imposé dans le modèle  $t$  pour respecter la condition de courant, est obtenu par l'équilibre des forces visqueuses et des forces de flottabilité :

$$t_c = \frac{\mu}{\Delta\rho g L} \quad (1.15)$$

avec  $t_c$  le temps caractéristique,  $\mu$  la viscosité du fluide de référence,  $\Delta\rho$  la différence de densité entre le fluide et l'objet (ici la plaque) et  $g$  l'accélération. On en déduit alors le temps mis à l'échelle  $t'$  donné par :

$$t' = t \frac{\Delta\rho g L}{\mu} \quad (1.16)$$

Pour le cas « forcés », l'écoulement est lié à des vitesses finies imposées le long des limites du cube. Les forces de flottabilité sont inexistantes. Il n'y a pas de *Scaling*. Le flux est indépendant de la valeur de la viscosité. Le temps mis à l'échelle est donc

$$t' = t \frac{v_0}{L} \quad (1.17)$$

avec  $v_0$  la vitesse imposée sur les bord du cube.

Enfin, il pourrait également exister un problème mixte couplant les deux écoulements (libre et fixe). Le *Scaling* est donc plus complexe. Ce cas de figure n'a pas été testé dans ce travail.

**Sortie ou *output* :** De chaque expérience, il en ressort les champs de vitesse dans le fluide (milieu et objet) et sur la surface de l'objet. Il est ensuite calculé le champ de déformation et le champ de contrainte, ainsi que l'énergie dissipée dans le fluide.

Dans ce chapitre, j'ai décrit essentiellement les outils et les principes qui seront ensuite utilisés dans mes travaux de recherche portant sur ma problématique.

Dans les chapitres suivants, il est décrit plus amplement le *set up* utilisé pour chaque expérience.

## 1.6 De la cinématique à la dynamique de subduction

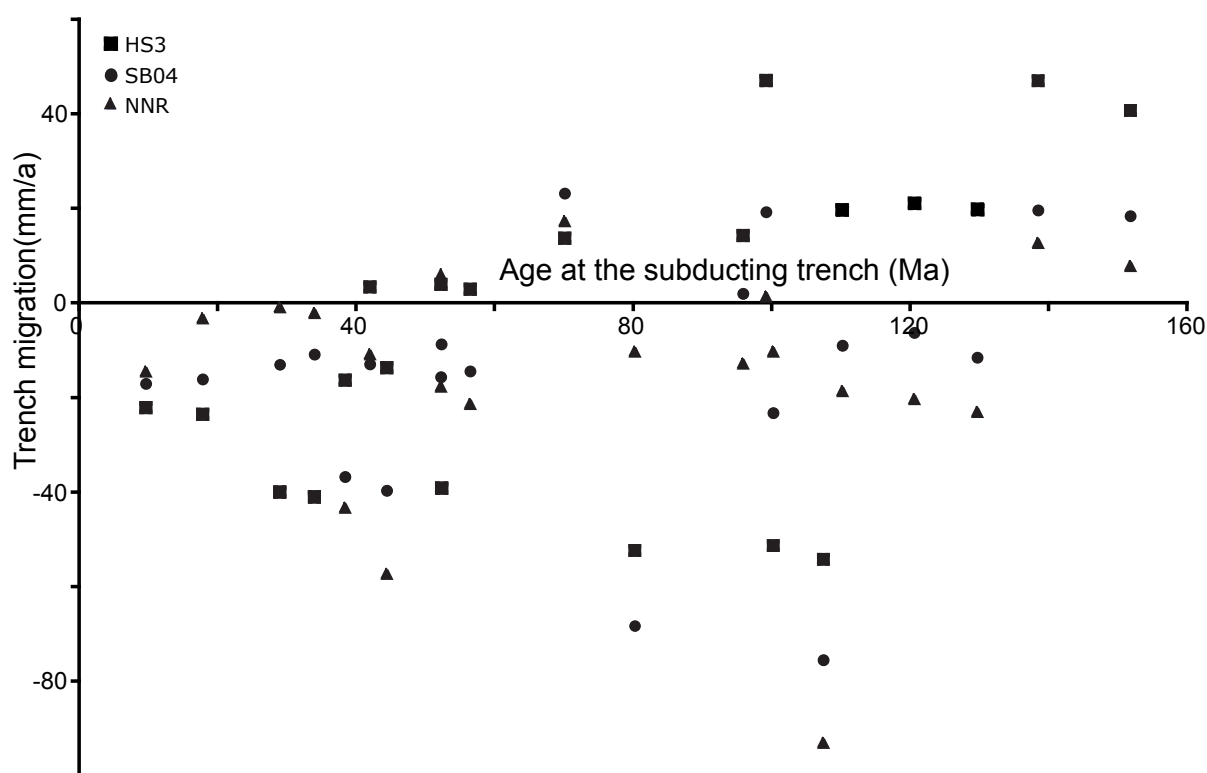
La répartition des séismes, le long du plan de Wadati-Benioff montre que, suivant les zones de subduction, le pendage du panneau plongeant est différent. Les images de tomographie sismique suggèrent, quant à elles, des géométries et des déformations des slabs variables dans le manteau supérieur. Bien que ces observations donnent une vision sur le comportement du slab à un temps  $t$ , elles laissent cependant penser que la lithosphère ne semble pas plonger dans le manteau en gardant son pendage initial. Durant l'évolution temporelle d'une lithosphère en subduction, celle-ci peut adopter différentes géométries. Par exemple, l'analyse des mécanismes au foyer de la zone de subduction de Tonga montre que le panneau plongeant peut avoir un mouvement horizontal comme une translation induisant un flux mantellique horizontal (Giardini & Woodhouse, 1986). Des mouvements aléatoire du slab, lors de son plongement dans le manteau au court du temps, peuvent être validés par les études cinématiques sur les plaques à la surface du globe et plus particulièrement sur la migration des fosses qui sont stationnaires, en avancée ou en retrait par rapport à la plaque supérieure (Jarrard, 1986; Muller et al., 1997; Heuret & Lallemand, 2005; Schellart, 2008). La migration des fosses est aussi mise en évidence par les flux mantelliques associés caractérisés par essentiellement les anomalies des anisotropies sismiques (Russo, 1994; Fischer et al., 1998; Long & Silver, 2008) et les anomalies géochimiques le long des rides arrière-arcs (Pearce et al., 2001; Lupton et al., 2009).

En particulier, le retrait de la fosse en surface est souvent décrit dans les modèles de subduction (Faccenna et al., 2001b; Funiciello et al., 2003a; Schellart, 2004; Stegman et al., 2006). Le comportement de la lithosphère en *Rollback* a alors été défini comme, je cite, « *a sinking tectonic slab subducts at a steep angle and sweeps back through the mantle like a paddle* » (Dewey, 1979). D'après ces modèles, ce mode de subduction est souvent adopté comme un mode en régime stationnaire (Husson et al., 2009).

Néanmoins, il semble que le recul du slab ne soit pas une généralité comme le laissent supposer les modèles sur la dynamique des zones de subduction. En effet, la distribution des vitesses de la migration des fosses montrent que la quantité de fosses en retrait est quasiment égale à la quantité de fosses en avancée (référentiel HS3 ((Gripp & Gordon, 2002), basé sur la fixité des points chauds du Pacifique) (fig. 1.18), bien que certains référentiels favorisent plutôt des fosses en recul (SB04 (Steinberger et al., 2004; Becker, 2006) et NNR (DeMets et al., 1994; Gripp & Gordon, 2002)) (fig. 1.18).

On observe également que le retrait des fosses ne semble pas être favorisé par l'âge du plancher océanique puisqu'à l'endroit où la croûte océanique est la plus ancienne aux Mariannes (Müller et al., 2008), la fosse est en avancée.

De plus, les reconstitutions paléogéographique, en Méditerranée (Faccenna et al., 2001b) ou encore dans l'ouest Pacifique (Miller et al., 2006) par exemple, indiquent une alternance de la migration des fosses entre des modes stationnaires, en retrait et même en avancée au cours des 100 Ma. Ces données indiquent que, durant l'évolution temporelle de la subduction, une lithosphère adopte un comportement varié.



**Figure 1.18: Vitesses de migration des fosses en fonction de l'âge de la croûte océanique.**

Il est représenté les vitesses dans le référentiel HS3-NUVEL1 (Gripp & Gordon, 2002) (carre noir), SB04 (Steinberger et al., 2004; Becker, 2006) (point rouge) et NNR (DeMets et al., 1994; Gripp & Gordon, 2002) (triangle bleu) (d'après la base de données globale de Heuret & Lallemand (2005)).

#### **Trench migration velocities as a function of oceanic crust age**

Trench migration velocities based on HS3-NUVEL1 (Gripp & Gordon, 2002) (back square), SB04 (Steinberger et al., 2004; Becker, 2006) (red dot) et NNR (DeMets et al., 1994; Gripp & Gordon, 2002) (blue triangle) referential frames (from global database of Heuret & Lallemand (2005); Lallemand et al. (2008)).

Divers facteurs extérieurs peuvent interrompre le régime permanent d'une subduction, et alors provoquer un changement de comportement du slab, le plus souvent caractérisé par un changement de pendage et/ou une migration de la fosse en surface. Dans la nature, la dynamique du slab est perturbée par ces facteurs. En effet, la lithosphère peut être

hétérogène, c'est-à-dire être composée, alternativement, de croûte océanique et de croûte continentale au cours du temps, changeant ainsi la densité et la rhéologie de la lithosphère rentrant en subduction. Par exemple, la subduction hellénique par la présence de schistes bleus dans les Cyclades, suggère l'entrée en subduction de croûte continentale (Brun & Faccenna, 2008). Ce phénomène peut par exemple engendrer une verticalisation du slab (Martinod et al., 2005; Royden & Husson, 2006, 2009). Par ailleurs, les changements de phase, minéralogiques et géochimiques se produisant dans la zone de transition (Bina & Hellfrich, 1994; Kirby et al., 1996; Schmeling et al., 1999), ainsi que la variation de température dans le manteau supérieur influencent également les propriétés physiques de la lithosphère (la densité de la plaque et la rhéologie de sa limite supérieure) pouvant provoquer un ralentissement ou une accélération de sa descente dans le manteau et ainsi engendrer un changement de comportement (Christensen, 1995; Karato et al., 2001). La discontinuité, entre le manteau supérieur et le manteau inférieur (à 660 km de profondeur), peut également influencer le comportement de la lithosphère en subduction (Christensen, 1996) et la migration de la fosse (Griffiths et al., 1995; Olbertz et al., 1997). Aussi, les plaques adjacentes (supérieures et latérales) peuvent très facilement modifier le mode de subduction (Yamato et al., 2009).

Les subductions peuvent apparaître alors comme une successions de régimes transitoires permettant ainsi au slab de privilégier un comportement à un autre. Ainsi, il est probable que dans la nature, une perturbation, même minime du régime stationnaire de la subduction, fera apparaître un changement de géométrie du slab.

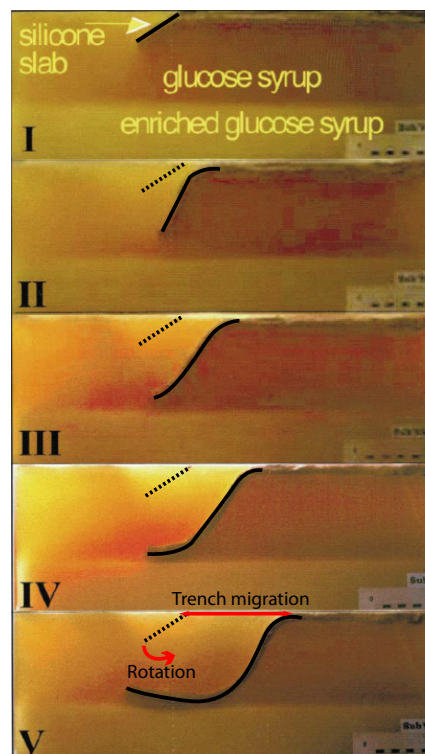
J'ai donc cherché à décrire les différentes géométries ou modes cinématiques qu'un panneau plongeant peut adopter lors de sa pénétration dans le manteau supérieur.

## **Description d'un modèle expérimental de subduction**

Les modèles analogiques de subduction (Faccenna et al., 2001b; Funiciello et al., 2003a; Schellart, 2004) décrivent le comportement d'un panneau plongeant dans le manteau supérieur. La figure 1.19 montre une expérience analogique de Faccenna et al. (2001b) où une plaque en silicone (simulant la lithosphère) plonge dans du sirop de glucose (simulant le manteau supérieur). Pour les cas I à IV, la lithosphère, au cours de sa descente dans le manteau, se verticalise, changement qui s'accompagne, ici, d'une migration de la fosse vers l'arrière. On remarque que la vitesse de migration de la fosse n'est pas constante dans le temps et que le pendage du panneau plongeant peut diminuer et augmenter au cours de l'expérience. Dans ce type de modèle, la subduction d'une lithosphère dans le manteau jusqu'à la discontinuité manteau supérieur/manteau inférieur se produit dans

un système en régime transitoire. En effet, lors de la descente, la distance entre la base de la lithosphère et la discontinuité varie. De plus, le régime transitoire peut être engendré à cause des conditions limites du modèle (effet de bord, introduction de la silicone dans le fluide...).

Je me suis intéressée aux différents comportements du panneau plongeant décrits dans les modèles analogiques ou numériques (cf. (Faccenna et al., 2001b; Stegman et al., 2006; Yamato et al., 2009)) afin de comprendre pourquoi, dans ces modèles, les panneaux plongeant montrent différentes géométries ou modes cinématiques.



**Figure 1.19: Modèle analogue** (d'après Faccenna et al. (2001b)).

Expérience analogue représentant l'évolution d'un panneau plongeant dans le manteau supérieur. Le modèle est généré dans un aquarium rectangulaire en plexiglas (34 cm de haut, 59 cm de long et 30 cm de large). Le comportement visqueux de la lithosphère en subduction est simulé par de la silicone et le manteau par du sirop de glucose (dont la viscosité peut varier en le mixant avec du sucre blanc). Les rapports de viscosité entre le slab et le manteau supérieur et entre le manteau inférieur et supérieur sont, respectivement, de 350 et 30. Dans cette expérience, le fluide présente donc une stratification de viscosité importante, délimitant ainsi un manteau supérieur et un manteau inférieur. Cette stratification ne permet pas la pénétration de la lithosphère dans le manteau inférieur. L'évolution de la descente du slab dans le manteau supérieur est défini principalement en trois étapes. La première est l'initialisation de la subduction et sa progression, caractérisées par un fort changement de pendage et un léger retrait de la fosse (I à III). À proximité de l'interface manteau supérieur/manteau inférieur, le slab a tendance à s'aplatir (seconde étape (IV)). Le pendage du slab reste alors à peu près constant. Seule une migration de la fosse est observée (troisième étape (V)). Cette dernière étape est appelée régime permanent en *Slab Rollback* (modifiée de Faccenna et al. (2001b)).

#### **Analogue model** (from Faccenna et al. (2001b)).

Five stages of evolution of a slab in the upper mantle. Model is constructed inside a rectangular plexiglas tank (34 cm high, 58 cm long, 30 cm wide). The long-term viscous behavior of the lithospheric slab is simulated using silicone plates (silicone putty is a Newtonian fluid obeying a creep law where deviatoric stress increases with strain rate); the mantle is simulated using glucose syrup, which viscosity was varied by mixing with pure white sugar. Viscosity ratios for slab/upper mantle and lower/upper mantle viscosity ratio are 350 and 30, respectively. The mantle belongs a stratification between lower and upper mantle at 660 km. This discontinuity does not allow slab penetration. Slab sinking evolution in the upper mantle is defined in three steps. The first one is the slab sinking initialisation ( step I to III) characterized by both slab steepened and trench retreat. Near lower/upper mantle discontinuity, slab flatens (step IV). Slab dip reaches a constant value, only trench migration is observed. This last step corresponds to a permanent regime (step V) called *Slab Rollback* (modified from Faccenna et al. (2001b)).

## Mouvement relatif de la lithosphère en subduction par rapport au manteau

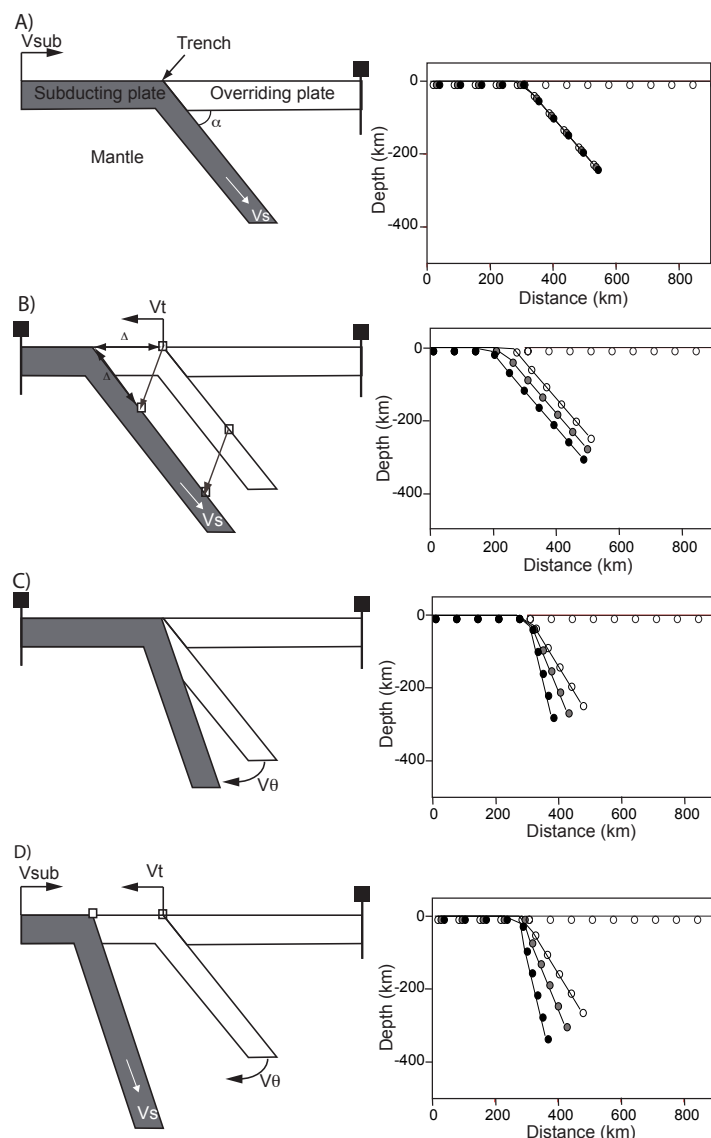
Au vu de la description apportée ci-avant sur le comportement du slab dans le manteau supérieur, j'ai essayé de caractériser les divers géométries possibles ou modes cinématiques (fixe et pendage invariant, translation, rotation...) par l'intermédiaire d'un code cinématique que j'ai développé. Ce code permet de jouer avec les différents modes définis ci-après. Evidemment, le panneau plongeant ne suit pas tel ou tel mode mais montre plutôt une combinaison des trois modes.

Trois principaux modes (caractérisés par trois vitesses principales) peuvent intervenir dans la subduction d'un panneau plongeant :

- **Mode I** : mode en fosse fixe et pendage invariant (*stationary trench and downdip sinking mode (downdip penetration)*). Ce mode est caractérisé par une vitesse appliquée à la surface de la plaque rentrant en subduction  $V_{sub}$ , (fig. 1.20 A). La lithosphère plonge dans le manteau en conservant son angle de chute (dans l'exemple :  $45^\circ$ ). La vitesse d'engloutissement (ou de subduction) de la lithosphère dans le manteau  $V_s$  est égale à la vitesse  $V_{sub}$ . Ce mode a été mis en évidence par les premiers modèles analytique sur la subduction en deux dimension analysant l'équilibre des forces sur le slab et la structure thermique du slab (McKenzie, 1969; Sleep, 1975; Peacock, 1990) ;
- **Mode II** : mode en retrait de la fosse (*trench retreat mode*). Ce mode se définit par la migration latérale (translation) de la lithosphère et il est caractérisé par une vitesse de migration appliquée à la fosse  $V_t$  (fig. 1.20 B). Il s'agit du processus de *Rollback*. La vitesse de subduction  $V_s$  est alors égale à  $V_t$ .
- **Mode III** : mode en rotation du panneau plongeant (*slab rotation mode*). La lithosphère se verticalise selon une vitesse de rotation (angulaire)  $V_\theta$  appliquée a la base de la lithosphère (fig. 1.20 C). La lithosphère est donc en rotation autour d'un axe fixe qui se situe au niveau de la fosse. Ce mouvement se caractérise par un changement de pendage du panneau plongeant dans le manteau. Cependant, la rotation du slab ne permet pas la pénétration de la lithosphère dans le manteau. Dans ce cas, la vitesse de subduction  $V_s$  est nulle.

Ces différents modes sont générés par l'intermédiaire d'un code cinématique cartésien en deux dimensions  $xy$  (fig 1.20). Il permet de suivre la position de particules de coordonnées  $(x,y)$  fixées sur une plaque (en subduction et supérieure) en fonction du temps pour une combinaison de vitesses données ( $V_{sub}$ ,  $V_t$  ou  $V_\theta$ ). Les vitesses sont décomposées en  $V_x$  selon  $x$  et en  $V_y$  selon  $y$ .





**Figure 1.20: Cinématique d'une lithosphère en subduction dans le manteau.**

Trois différents modes sont définis (voir texte) : (A) mode I, (B) mode II, et (C) mode III. (D) représente la combinaison des trois modes.  $V_{sub}$ ,  $V_t$ ,  $V_\theta$  et  $V_s$  sont, respectivement, la vitesse en surface de la plaque rentrant en subduction, la vitesse en surface de la migration de la fosse (par convention  $V_t$  est positif quand la vitesse est dirigée vers la plaque supérieure), la vitesse de rotation et la vitesse d'engloutissement de la lithosphère dans le manteau (ou vitesse de subduction). Les vitesses sont mesurées par rapport au manteau sous-jacent considéré fixe. Pour chaque mode défini (voir texte), un schéma (à gauche) permet de résumer les conditions limites (les vitesses) imposées dans le code cinématique dont les résultats sont représentés en (à droite).

#### Kinematics of the subducting lithosphere in the mantle.

Three different modes are defined : (A) Stationary trench and downdip sinking mode, (B) Trench retreat mode and (C) Slab rotation mode. The combinaison of the three different modes is represented in (D).  $V_{sub}$ ,  $V_t$ ,  $V_\theta$  and  $V_s$  are subducting plate velocity, trench migration velocity (by convention,  $V_t > 0$  when the velocity is toward overriding plate), rotation velocity and subdction velocity respectively. Velocities are calculated as a function of the fixed mantle. For each mode, a cartoon (left panel) to define boundary condition and kinematics model results (right panel) are proposed.

Dans le cas de la subduction en mode en fosse fixe et pendage invariant (*stationary trench and downdip sinking mode*) (mode II) :

$$Vx_{sub} = V_{sub} \cos \alpha \quad (1.18)$$

$$Vy_{sub} = V_{sub} \sin \alpha \quad (1.19)$$

Dans le cas de la rotation du panneau plongeant (*slab rotation mode*) (mode II),

$$Vx_{\theta} = -rV_{\theta} \sin \alpha \quad (1.20)$$

$$Vy_{\theta} = -rV_{\theta} \cos \alpha \quad (1.21)$$

où  $r$  est la longueur du slab en profondeur, et  $V_{\theta}$  la vitesse angulaire.  $\alpha$  correspond à l'angle du panneau plongeant avec la surface.

Dans le cas du retrait de la fosse (*trench retreat mode*) (mode II), la translation peut être décrite en deux étapes : la première étape est l'enfouissement de la partie en surface en profondeur,  $\Delta$  qui est la distance de migration de la fosse à la surface du globe (fig. 1.20).

1. pour  $r < \Delta$ , une rotation autour du point correspondant à la fosse est effectuée selon :

$$Vx_t = -r\omega \sin \alpha \quad (1.22)$$

$$Vy_t = -r\omega \cos \alpha \quad (1.23)$$

2. pour  $r > \Delta$ , une translation du panneau est effectuée selon :

$$Vy_t = V_t r \cos \alpha \quad (1.24)$$

La combinaison des modes I, II et III (fig. 1.20 D) permet ainsi la pénétration et un changement de pendage de la lithosphère dans le manteau, accompagnés d'un retrait de la fosse en surface. Seules les vitesses de la plaque qui rentre en subduction  $V_{sub}$  et de retrait  $V_t$  permettent une avancée (ou engloutissement) du panneau plongeant en profondeur, c'est pourquoi la vitesse de subduction est  $V_s = V_{sub} + V_t$ . La combinaison de toutes les vitesses (fig. 1.20 D) permet donc de décrire, de façon cinématique, le comportement du panneau plongeant observé dans l'expérience analogique (I-IV) (Faccenna et al., 2001b). On remarque que pour deux points différents sur le panneau plongeant, ils ne parcourent pas la même trajectoire. Le long du panneau plongeant, le mouvement relatif des différents points par rapport au manteau supérieur est différent. Les modes cinématiques décrits ci dessus sont simples au premier abord mais leur combinaison induit un mouvement

complexe. Ce constat induit un cisaillement dans le fluide engendrant une dissipation visqueuse.

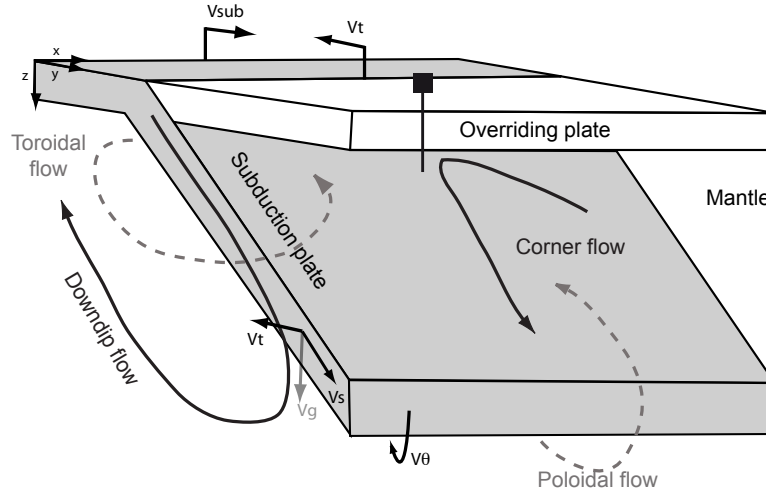
Pour comprendre pourquoi le panneau plongeant décrit des trajectoires différentes au cours de sa descente, j'ai regardé quelle est la dissipation visqueuse requise dans les différentes situations indépendantes.

## Description de l'écoulement induit par la plaque en subduction selon son mode

Les cinématiques décrites ci-dessus induisent des flux mantelliques associés (fig. 1.21) qui créent un écoulement dans le manteau incompressible. On distingue, dans le cas d'une subduction en mode I ( $V_s = V_{sub}$ ), un flux mantellique appelé *corner flow* de chaque côté de la plaque dans une section verticale perpendiculaire à la fosse (fig. 1.21). Ce flux a été le premier mis en évidence dans les modèles en 2 dimensions (McKenzie, 1969; Sleep, 1975). Il a particulièrement été étudié pour comprendre la dynamique du coin du manteau ou *wedge / back arc flow* (Bodria & Bodria, 1978; Ida, 1983; Honda, 1985). Cependant, une autre composante de ce flux existe dans la troisième dimension ; il s'agit du *downdip flow* de chaque côté de la plaque en subduction, visible dans un plan vertical parallèle à la fosse (fig. 1.21) (voir aussi chapitre 3).

Dans un fluide incompressible, tel que le manteau terrestre, une translation de la lithosphère et/ou sa rotation (mode II et III) induit un flux mantellique qui contourne la plaque dit un flux de retour (*return flow*). En effet, le fluide comprimé à l'arrière du panneau plongeant va être expulsé à l'avant de celui ci, soit sur les côtés de la lithosphère (il s'agit du flux communément appelé flux toroïdal), soit sous le panneau (il s'agit du flux appelé flux poloïdal) (Kincaid & Griffiths, 2004). La composante poloïdale est visible dans un plan vertical perpendiculaire à la fosse. La composante toroïdale du *return flow* mantellique est, quant à elle, visible dans un plan horizontal. Ce flux a été mis en évidence par l'analyse des séismes (Giardini & Woodhouse, 1986), des études d'anisotropie sismique (Russo, 1994; Fischer et al., 1998; Long & Silver, 2008) et géochimique (Pearce et al., 2001; Lupton et al., 2009) (cf. Chapitre 2) ainsi que par des modèles (analogiques et numériques) (Funiciello et al., 2004; Schellart, 2004; Piromallo et al., 2006; Kneller & van Keken, 2007; Honda, 2009).

Afin d'estimer la puissance engendrée par le mode d'un panneau plongeant dans le manteau supérieur, des expériences numériques ont été menées. Une plaque, de largeur  $w$  et



**Figure 1.21: Illustration schématique 3D d'une lithosphère en subduction, incluant les différents modes de subduction et les flux mantelliques associés** (modifiée d'après Kincaid & Griffiths (2004)).

Le mouvement du panneau plongeant en mode I est caractérisé par la vitesse  $V_{sub}$  induisant un flux mantellique (en noir) à deux composantes, le *corner flow* (dans le plan vertical perpendiculaire à la fosse) et le *downdip flow* (dans le plan vertical parallèle à la fosse). Le retrait de la fosse (signe de la translation latérale de la plaque, mode II) ( $V_t$ ) et la rotation du panneau ( $V_\theta$ ) (mode III) induisent un flux mantellique (en tirets gris) autour (flux toroïdal) et en dessous (flux poloïdal) de la plaque. La vitesse  $V_g$  est la composante de gravité.

**Schematic 3-D representation of a subduction, including different styles of slab sinking and mantle return flow** (modified from Kincaid & Griffiths (2004)).

Slab motion along a constant dip is referred to as stationary trench and downdip sinking ( $V_{sub}$ ) (mode I) and drives a corner flow in the wedge (black line). Translation slab motion ( $V_t$ ) (mode II) and changes in dip angle ( $V_\theta$ ) (mode III) induce return flow (dashed gray), around or beneath the plate.  $V_g$  is the gravity component (modified from (Kincaid & Griffiths, 2004)).

d'épaisseur  $h$  est considérée rigide dans le manteau supérieur de faible viscosité (fig. 1.22).

Le manteau inférieur, par sa forte viscosité, peut être considéré comme rigide.

Pour le mode I, les vitesses sont appliquées sur tous les points de la surface de la plaque. Les bords du cube sont libre (*free slip*).

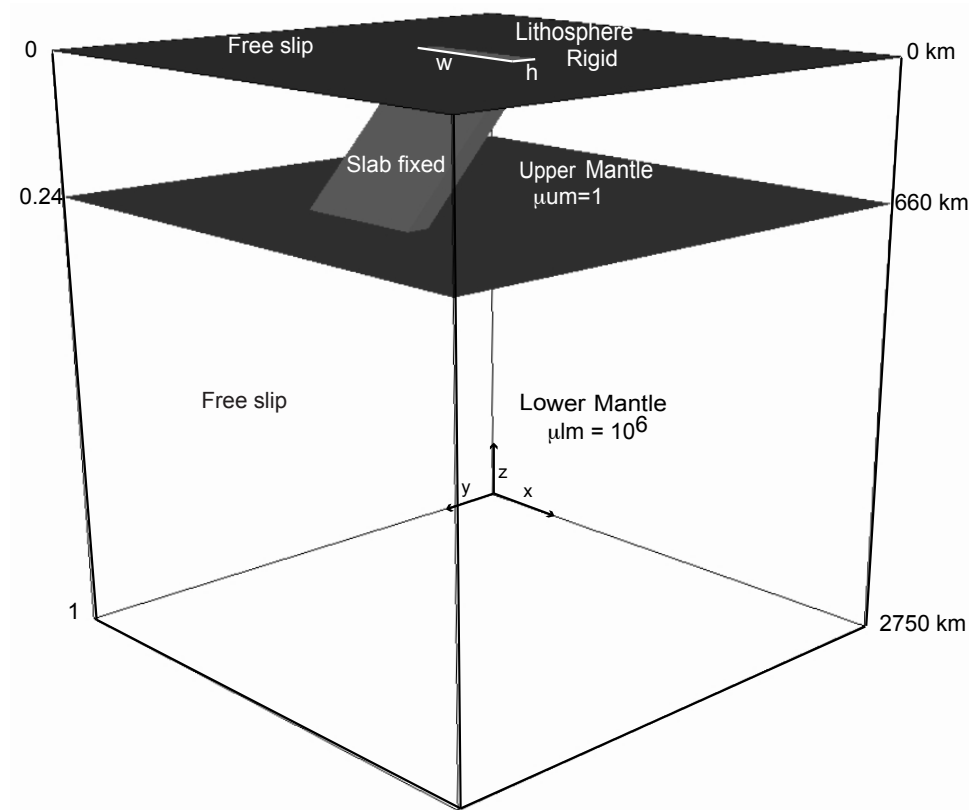
Pour simuler les modes en translation et rotation, modes engendrant des flux mantelliques de retour, on impose la plaque fixe et un champs de vitesse au bord de la boîte (cf. fig. 1.23). En effectuant un changement de référentiel, cela revient à considérer le manteau fixe et la plaque en mouvement. Cette condition limite permet de simuler un manteau infini dans la direction  $y$ .

Pour chaque modèle, il est calculé le taux d'énergie dissipée dans le manteau,  $\Phi$  :

$$\Phi_t = \int_v \mu \dot{\epsilon}_{ij} \dot{\epsilon}_{ij} dV \quad (1.25)$$

$\Phi_t$  est calculé dans tout le système (manteau supérieur et inférieur) et fractionné entre le taux d'énergie dissipée dans le manteau supérieur  $\Phi_{um}$  et le manteau inférieur  $\Phi_{lm}$ .

$$\Phi_t = \Phi_{um} - \Phi_{lm} \quad (1.26)$$



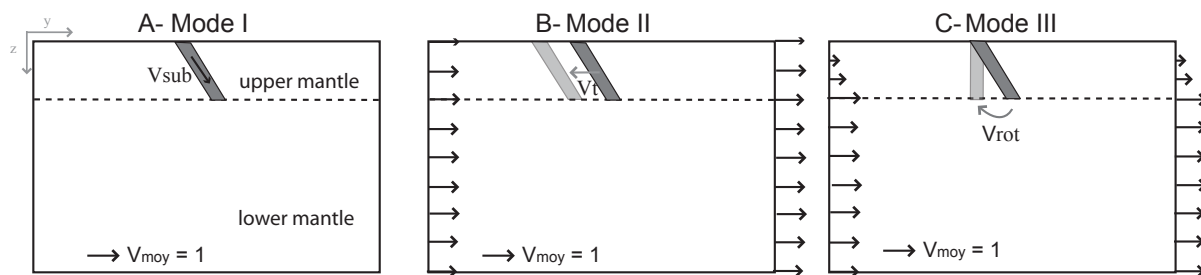
**Figure 1.22: Un exemple d'un *setup* pour une plaque en translation (mode II) dans le manteau supérieur et les variables adimensionnées.**

$h = 0.03$  est l'épaisseur de la plaque,  $w = 0.25$  est sa largeur.  $\mu_{lm} = 10^6$  est le rapport de viscosité entre le manteau inférieur et le manteau supérieur.

**One example of a model setup for the slab translation mode and adimensionned variables**

$h = 0.03$  is plate thickness,  $w = 0.25$  is plate width.  $\mu_{lm} = 10^6$  is lower to upper mantle viscosity ratio

La figure 1.25 indique une répartition du taux de dissipation visqueuse dans le manteau différent selon le mode en fosse fixe et pendage invariant (mode I), en retrait (mode II) et en rotation (mode III) (cf. fig. 1.20). Dans le cas du mode I, le taux d'énergie maximum va être concentré principalement à l'avant et à l'arrière du panneau plongeant, endroit où le *corner flow* agit et tout autour de la plaque. La section horizontale met donc en évidence la cellule de convection en trois dimensions induite par ce mode, c'est-à-dire la composante selon  $yz$  (*corner flow*) et selon  $xz$  (*downdip flow*) (cf. fig 1.21). Pour les deux



**Figure 1.23: Mode de subduction (conditions limites)**

La vitesse moyenne est égale à 1. (A) Mode en fosse fixe et pendage invariant caractérisé par la vitesse  $V_{sub}$ . (B) Mode en translation caractérisé par la vitesse  $V_t$ . (C) Mode en rotation du panneau plongeant autour de la fosse fixe caractérisé par la vitesse  $V_{rot}$ .

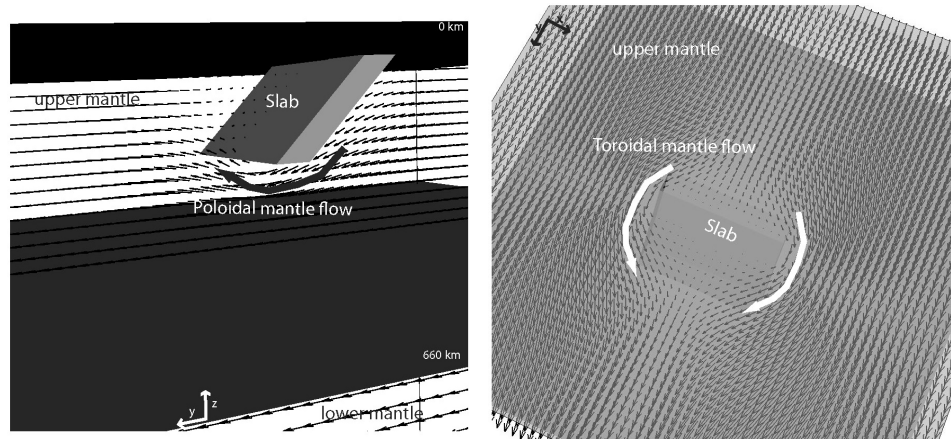
### Subduction modes (boundary conditions)

Mean velocity is equal to 1. (A) Downdip penetration mode associated with subducting velocity  $V_{sub}$ . (B) Translation mode associated with translation velocity  $V_t$ . (C) Rotation mode associated with rotation velocity around trench fixed  $V_{rot}$ .

autres cas qui font intervenir un flux de retour (*return flow*), le taux d'énergie maximum se trouve autour de la base de la lithosphère et sur les côtés du slab correspondant, respectivement, aux flux poloïdal et toroïdal. En section horizontale, seulement le flux toroïdal est imagé. Ce flux est plus vigoureux dans le cas du mode II, indiquant que durant ce mode, le flux toroïdal prédomine autant que le flux poloïdal. De plus, le taux d'énergie dissipée lié au flux toroïdal est le même pour toutes les sections horizontales à différente profondeur  $z$ , ce qui n'est pas le cas pour le mode III. En effet, le slab en rotation induit dans le manteau un flux toroïdal plus vigoureux à la base de la plaque qu'à proximité de la surface. En résumé, la dissipation visqueuse dans le manteau supérieure engendrée par la subduction d'une lithosphère, se concentre à proximité du panneau plongeant et correspond aux flux mantelliques associés. L'énergie est donc dissipée par le flux induit dans le manteau environnant comme l'avait déjà précisé Forsyth & Uyeda (1975). L'énergie peut être également dissipée par la déformation de la lithosphère en subduction (Buffett & Rowley, 2006a,b; Conrad & Hager, 1999b) qui peut consumer entre 30 à 90% de l'énergie totale du système. Cependant, Capitanio et al. (2007); Giuseppe et al. (2008) ont montré, dans le cas d'une subduction libre, que l'énergie dissipée s'opère essentiellement à travers la déformation / flux dans le manteau supérieur, qui accompagne le mouvement du panneau plongeant. La différence des résultats est, en partie expliquée, par la présence d'une courbure libre de la charnière du slab dans le cas d'une subduction libre.

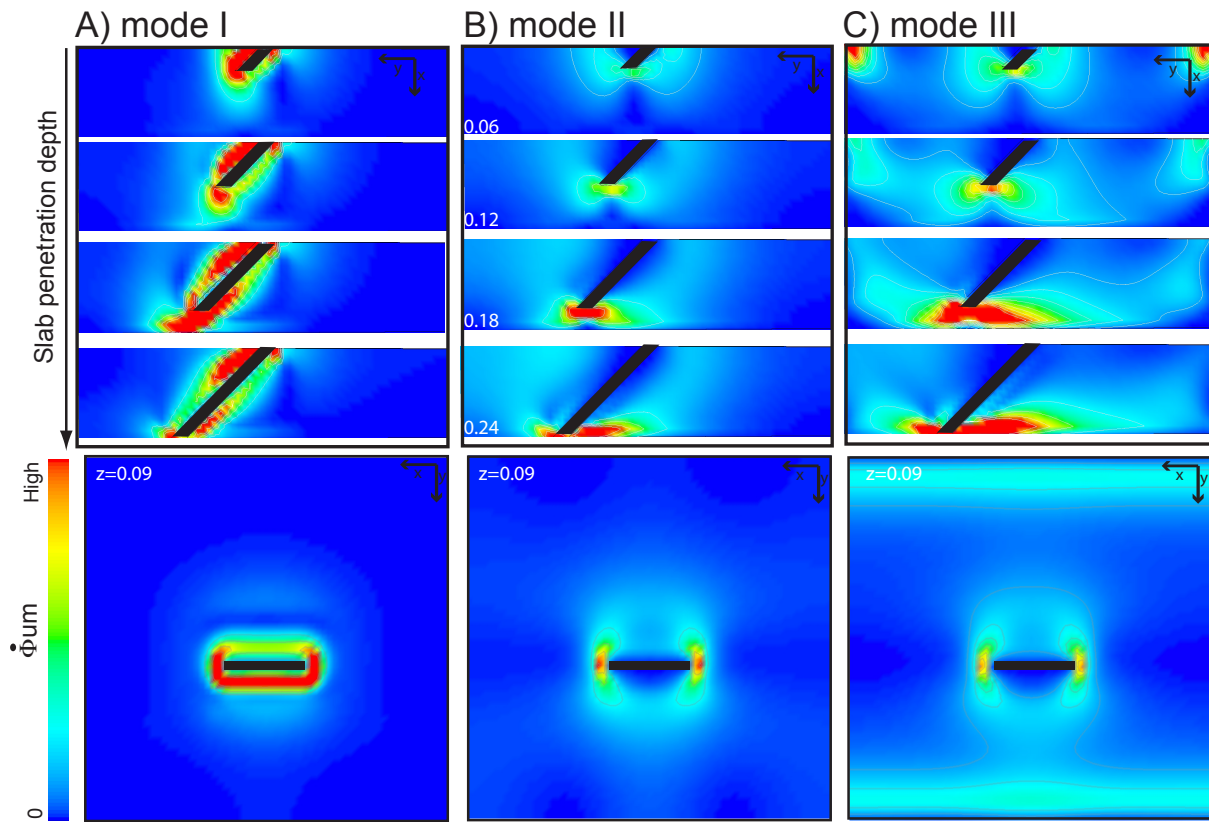
Ces résultats préliminaires montrent que dans le cas particulier du retrait du slab, le flux dominant est le flux toroïdal qui semble contraindre la déformation du panneau plongeant.

Il apparaît, dans ce cas particulier, une zone d'ombre à l'avant du slab (c'est-à-dire que le taux d'énergie dissipée est nul) dont la longueur d'onde semble linéairement proportionnelle à la largeur du slab et au sinus du pendage  $\lambda = Awsin\alpha$ , avec  $\lambda$  la longueur d'onde,  $A$  le coefficient linéaire,  $w$  la largeur du slab et  $\alpha$  l'angle de pendage du slab avec la surface. Cette zone d'ombre est observée et décrite dans les travaux du chapitre 2 dont l'étude porte sur la déformation longitudinale (parallèle à la fosse) du panneau plongeant soumis à un flux toroïdal mantellique associé au retrait du slab.



**Figure 1.24: Modèle des composantes des flux induits par la translation horizontale (mode II) de la plaque dans le manteau supérieur**  
(A) Flux poloidal. (B) Flux toroidal.

**Model of flow components induced by slab horizontal translation (mode II) in the upper mantle.**  
(A) Poloidal flow. (B) Toroidal flow.



**Figure 1.25: Répartition du taux d'énergie dissipée dans le manteau supérieur pour les mode I, II et III.**

Resultats du modèle numérique avec le code 3D à éléments finis DOUAR. Il est représenté pour chaque mode I (A), II (B), III (C) le taux d'énergie dissipée dans le manteau supérieur pour différentes pénétrations de la lithosphère en profondeur ( $z=0.06$  (165 km),  $z=0.12$  (330 km),  $z=0.18$  (445 km) et  $z=0.24$  (660 km)) selon une section verticale perpendiculaire à la fosse (direction  $yz$ ) et a une profondeur  $z=0.09$  (247 km) selon une section horizontale.

**Energy dissipation rate in the upper mantle for modes I, II, III.**

Results from 3D numerical model DOUAR. For each mode I (A), II (B), III (C), viscous dissipation rate in the upper mantle is representated as a function of the slab penetration ( $z=0.06$  (165 km),  $z=0.12$  (330 km),  $z=0.18$  (445 km) and  $z=0.24$  (660 km)) along a vertical cross section ( $yz$ -direction) and along horizontal section ( $xy$ -direction) at  $z=0.09$  (247 km).





## Chapitre 2

De la déformation longitudinale des  
panneaux plongeants à leur rhéologie  
*/ From longitudinal slab curvature  
to slab rheology*



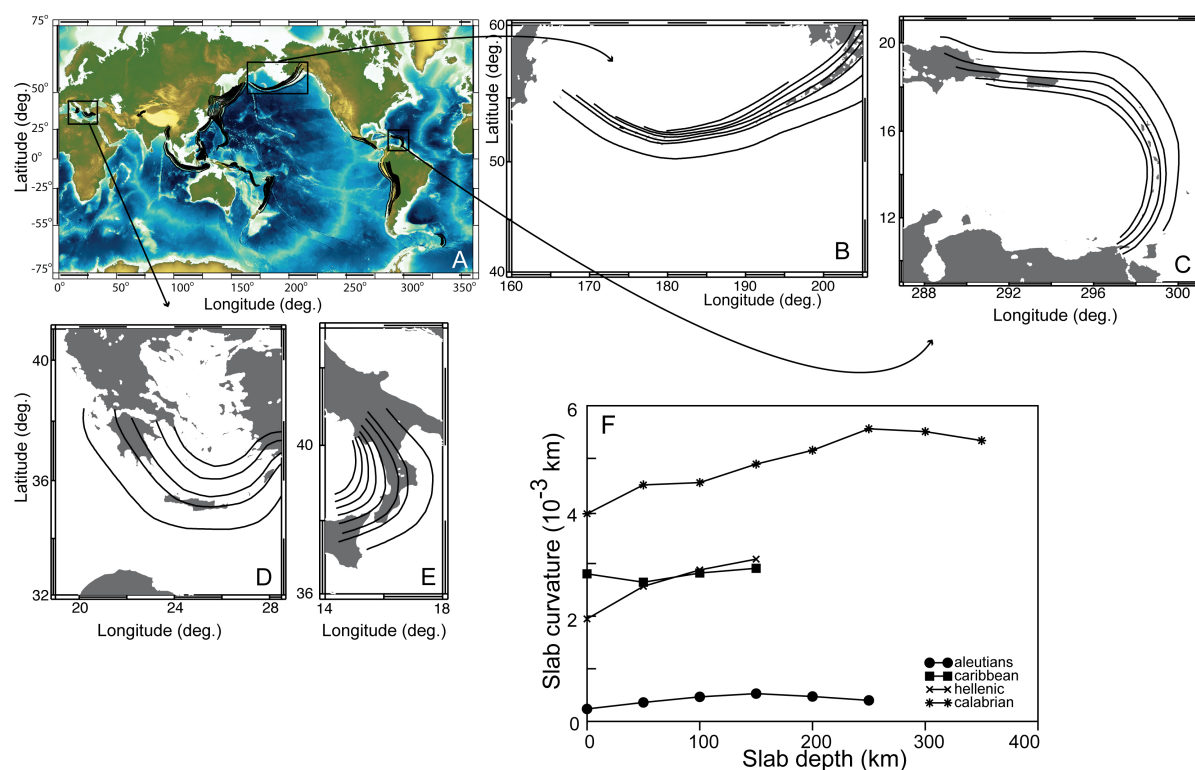
## 2.1 Introduction à la déformation longitudinale de la lithosphère

Une des morphologies caractéristiques des fosses de largeur modeste est de présenter une courbure longitudinale (parallèle à la fosse) (par exemple, la fosse de Scotia, les fosses méditerranéennes ou bien encore celle de Java) (fig. 2.1). Cet aspect en surface, relatif aux fosses des zones de subduction, a d'abord été interprété comme une analogie avec la déformation de l'écorce d'une balle de ping-pong : la forme arquée résulte d'une conséquence naturelle du plongement d'un panneau rigide dans une sphère (Frank, 1968; Tovish & Schubert, 1978).

Cependant d'autres observations contrarient cette interprétation. La première est que cette courbure semble s'appliquer aux zones de subduction de certaines largeurs (fig. 2.1). Cette observation est confirmée par les modèles sismiques (par exemple le modèle RUM (Gudmundsson & Sambridge, 1998) (fig 2.1)), les modèles analogiques (Funicello et al., 2004; Schellart, 2004) et numériques (Morra et al., 2006; Stegman et al., 2006; Honda, 2009) ainsi que par les observations issues de la tomographie sismique (Piromallo & Morelli, 2003; Li et al., 2008). La courbure longitudinale des slabs semble dépendre de la largeur de la zone de subduction (Schellart et al., 2007) : les larges slabs ( $>5000$  km de large) ne semblent pas présenter de courbure (par exemple, les Aléoutiennes (fig. 2.1 A et B)). De plus, la courbure ne s'arrête pas en surface mais se prolonge et augmente avec la profondeur (fig. 2.1). Enfin, la courbure des fosses est souvent associée à des fosses en retrait (Dvorkin et al., 1993).

La courbure appliquée aux fosses mais également à l'arc volcanique et au bassin avant arc (à l'avant des fosses) reflète une déformation de la lithosphère (Hsui, 1988) en subduction se comportant comme un matériel déformable. Un des paramètres majeurs contrôlant la déformation de la lithosphère en subduction est la rhéologie et plus particulièrement le rapport de viscosité entre le slab et le manteau environnant. Ce paramètre est très mal contraint. En effet, les auteurs utilisent des gammes de viscosité allant de la plaque rigide (Kincaid & Griffiths, 2003) à des plaques isovisqueuses (Husson et al., 2009) en passant par des rapports compris entre  $10^4$  à  $10^2$  (Guillou-Frottier et al., 1995; Stegman et al., 2006; Yamato et al., 2009). Les expériences en laboratoire sur les roches mantelliques semblent surestimer ce rapport (Kohlstedt et al., 1995) au regard des données du géoïde (Moresi & Gurnis, 1996) et de la topographie dynamique (Husson, 2006) qui prédisent un rapport faible.

Afin de contraindre la rhéologie de la lithosphère et d'apporter une nouvelle précision



**Figure 2.1: Courbure longitudinale des panneaux plongeants**

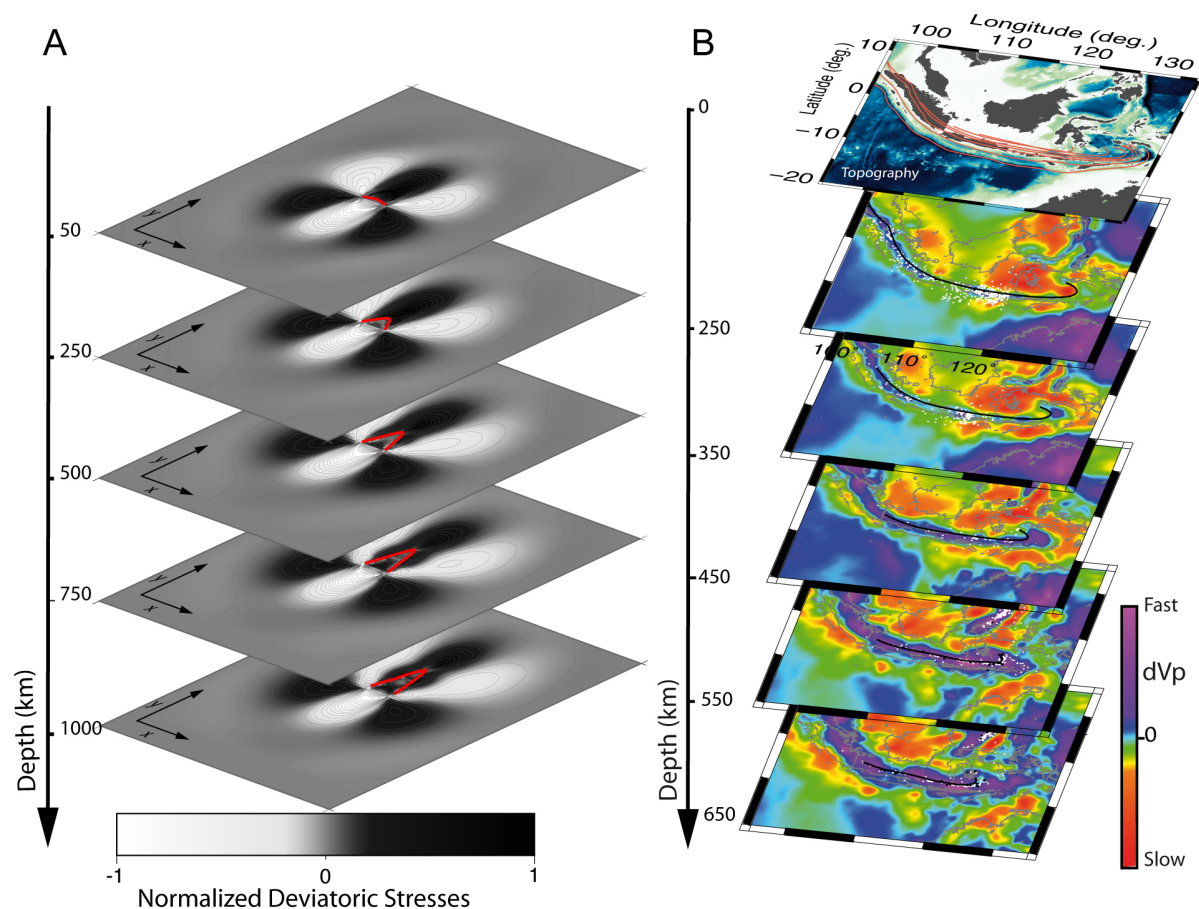
(A) Carte de la surface du globe représentant l'estimation de la courbure longitudinale de la lithosphère (isocontours 50 km d'après le modèle RUM (Gudmundsson & Sambridge, 1998)). Détail de quatre zones de subduction de largeur différentes : (B) Aléoutiennes, (C) Caraïbes, (D) Helléniques et (E) Calabre. (F) Suivant la largeur de la zone de subduction à la fosse, la courbure évolue différemment en fonction de la profondeur.

### Slab longitudinal curvature

(A) Global map of slab longitudinal curvature estimates rising 50 km depth intervals (isocontours from RUM model (Gudmundsson & Sambridge, 1998)). Close up for four subduction zones exemple : (B) Aleutian, (C) Carabbean, (D)Hellenic, (E) Calabria. (F) Curvature evolution as a fonction of slab depth determined from the same RUM database model.

sur ce paramètre, encore mal connu et très important dans la modélisation des processus de subduction, j'ai tenté de quantifier le rapport de viscosité entre la lithosphère et le manteau supérieur en comparant la géométrie des panneaux plongeants imagés grâce à la tomographie sismique à celle prédite par un modèle simple, semi-analytique, d'un panneau plongeant en retrait interagissant avec le manteau supérieur avoisinant.

L'originalité de cette étude, contrairement aux études précédentes qui se focalisent sur la déformation de la plaque plongeante dans le plan poloïdal (c'est-à-dire celui de la subduction) (Vassiliou et al., 1984; Gurnis & Hager, 1988; Schellart, 2009), est d'utiliser la



**Figure 2.2: Évolution de la déformation longitudinale d'un slab en retrait dans le manteau supérieur.**

(A) Modèles de déformation d'un slab en retrait (le trait rouge indique la courbure du slab, (Loiselet et al., 2009)). (B) Carte d'anomalies de tomographie sismique de la zone de Java tous les 100 km de profondeur (d'après Li et al. (2008)). Superposition de la sismicité (d'après la base de Engdahl et al. (1998) (points noirs) et la base de données ISC (points blancs) (<http://www.isc.ac.uk/>, 2008)) et de la courbure du slab prédites par le modèle RUM (Gudmundsson & Sambridge, 1998)).

**Evolution of a slab longitudinal deformation as it retreats in the upper mantle.**

(A) Slab retreat deformation (red ligne is the slab curvature, (Loiselet et al., 2009)). Slab retreats at 50 mm/y. (B) Seismic tomography map every 100 km depth of the Java subduction zone (from Li et al. (2008)). Superposed is seismicity from Engdahl et al. (1998) data base (black dot) and from ISC (white dot) data base (<http://www.isc.ac.uk/>, 2008), and predicted slab curvature from RUM (Gudmundsson & Sambridge, 1998)).

courbure longitudinale des slabs (dans le plan toroïdal), (1) pour mieux caractériser leur rhéologie (contraste de viscosité), et (2) pour mieux comprendre la façon dont le panneau répond aux flux toroïdaux. L'hypothèse faite ici est que dans le cas particulier du recul de la lithosphère, sa déformation longitudinale, dans un plan horizontal, résulte de l'écoulement du manteau autour du panneau (c'est-à-dire le flux mantellique toroïdal) (Elsasser, 1971; Piromallo et al., 2006). Le développement du modèle semi-analytique (basé sur un calcul du flux de Stokes en résolvant la fonction de courant (Batchelor, 1967)) permet ainsi de quantifier les contraintes autour d'un slab lorsque celui-ci est en retrait. Par itération temporelle, la déformation du slab créée par ce flux mantellique toroïdal a pu être également quantifiée. Les résultats du modèle, confrontés aux observations (sismicité et tomographie sismique), ont permis d'établir que le rapport de viscosité entre la lithosphère en subduction et le manteau supérieur est faible (de l'ordre de 50) et ne saurait excéder 100. Ce résultat est en accord avec des études récentes qui ont estimé que la lithosphère en subduction possède une viscosité effective seulement de deux ordres de grandeur plus élevée que le manteau environnant. Ces résultats sont basés sur la modélisation de gammes d'observations (e.g. (Bevis, 1986; Mitrovica & Forte, 1997; Moresi & Gurnis, 1996; Zhong & Davies, 1999; Funiciello et al., 2008; Schellart, 2008; Wu et al., 2008; Capitanio et al., 2009)).

Par cette méthode et en supposant que la déformation longitudinale est uniquement liée au flux toroïdal, c.à.d à un couplage visqueux, j'obtiens également une meilleure compréhension de l'interaction entre le flux mantellique toroïdal et la lithosphère. Cependant, dans la nature d'autres facteurs peuvent intervenir dans la déformation longitudinale de la plaque. Par exemple, Morra et al. (2006) explique la courbure longitudinale de la fosse des Aléoutiennes par la variation de la flottabilité du slab le long de la zone de subduction et montre donc que le flux toroïdal n'est peut-être pas la principale cause de la courbure pour ce cas-ci

Ces résultats ont été publiés dans un article co-signé avec L. Husson et J. Braun dans la revue *Geology* que je reproduis ci après. J'apporte ensuite un complément à la discussion proposée dans l'article afin de mieux mettre en évidence l'apport de mon étude sur la compréhension du processus de subduction et sur la nature de la rhéologie du slab.

## **2.2 *From longitudinal slab curvature to slab rheology (Loiselet et al., 2009)***

# From longitudinal slab curvature to slab rheology

Christelle Loiselet\*, Laurent Husson, and Jean Braun

Geosciences Rennes, UMR 6118 CNRS, Université de Rennes 1, Rennes Cedex CS 35042, France

## ABSTRACT

The curvature of a subducting lithosphere is chiefly controlled by the viscosity ratio between the slab and the surrounding mantle. On the basis of a semi-analytical flow model, we explore the rheological dependence of the geometrical response of a viscous slab subjected to toroidal mantle flow. Mantle flow is excited by slab retreat at a prescribed mean velocity and is iteratively solved for by using a stream function approach, in turn providing the stresses that bend the slab. Comparison between model predictions and geophysical observations of slab curvature gives an average slab-to-mantle viscosity ratio of 45.

## INTRODUCTION

Much effort has been recently devoted to improve our understanding of the dynamics of subduction zones; surprisingly, the viscosity of the subducting lithosphere remains a poorly known yet fundamental parameter. Modeling subduction dynamics (e.g., Billen and Hirth, 2007; Capitanio et al., 2007; Wu et al., 2008) or the geoid (e.g., Zhong and Davies, 1999) has led to a wide range of values. We take advantage of the dependence of slab curvature on the viscosity ratio between the slab and the mantle to determine this ratio by studying the response of a retreating slab in a longitudinal plane (i.e., perpendicular to the slab plane at a given depth) exciting a toroidal mantle flow. By means of a semi-analytical method, we quantify the mechanical behavior of the slab and compare our model results with observations from geophysical data on a selection of subduction zones.

## GEOMETRY AND RHEOLOGY OF SLABS

The interaction between a subducting lithosphere and the surrounding mantle is strongly affected by their relative strengths. For example, whether slabs penetrate the lower mantle is controlled by the strength of the lithosphere in comparison with the viscosity structure of the mantle at the 660 km discontinuity (Goes et al., 2008). Commonly used values for the viscosity ratio between a slab and the surrounding mantle range between  $10^2$  and  $10^5$  (Christensen and Yuen, 1984; Zhong and Gurnis, 1994; Conrad and Hager, 1999; Funicello et al., 2003; Schellart, 2004; Morra et al., 2006; Royden and Husson, 2006; Stegman et al., 2006; Billen and Hirth, 2007; Capitanio et al., 2007; Clark et al., 2008), but Kincaid and Griffiths (2004) modeled the flow around a rigid slab, while Husson (2006) reproduced observations of dynamic topography with an isoviscous rheology.

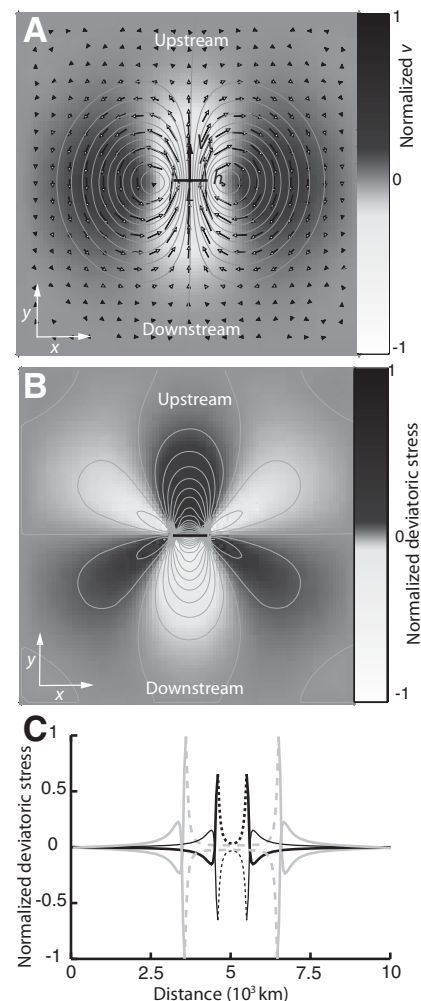
Most oceanic trenches have a convex arc shape, a feature that is not limited to surface level. Seismic tomography studies as well as

earthquake occurrences provide information on the geometry of subducted slabs (Isacks and Molnar, 1971; Van der Hilst and Karason, 1999; Wortel and Spakman, 2000; Fukao et al., 2001). The shape of ocean trenches was first explained by the ping-pong ball analogy (Frank, 1968; Tovish and Schubert, 1978), which suggested that the curvature of the trenches is naturally imposed by the intersection of a slab and a spherical Earth. Alternatively, numerical and analogue simulations have shown that this curvature is more likely the response of the slab in a toroidal flow. This curvature seems to decrease when slab width increases (Dvorkin et al., 1993; Morra et al., 2006, 2009; Stegman et al., 2006; Schellart et al., 2007), as a response to the balance between the forces driving slab motion and the viscous resistance of the mantle (Schellart, 2004; Funicello et al., 2006), although internal heterogeneities may have a strong impact (Morra et al., 2006).

Because the flow associated with a migrating slab is predominantly toroidal (e.g., Schellart, 2004; Funicello et al., 2006; Piromallo et al., 2006), we assume that the time evolution of the shape of a vertical slab that retreats at a given rate can be directly compared to the depth evolution of the longitudinal shape of a slab; this operation can be performed via the conversion of depth along slab into a residence time into the mantle, calculated as the depth divided by the sinking velocity (assuming that retreat velocity, and therefore slab dip, is constant with depth).

## MODELING APPROACH

The retreating slab is approximated by a uniform infinite vertical viscous layer of variable width  $L$  and thickness  $h$  moving in a square domain of constant dimensions throughout (Fig. 1A). Our approach is based on a two-dimensional (2-D) numerical solution of the Stokes equation that requires the computation of (1) a stream function to describe the toroidal flow of a Newtonian, isoviscous, and incompressible mantle around a rigid retreating plate, infinite in



**Figure 1.** Map view of model. **A:** Normalized streamlines (gray curves), velocity field (arrows), and  $v$ , velocity field, parallel to  $y$  axis (background).  $V_L$  is translation velocity of slab.  $L$  and  $h$  are slab width and thickness. **B:** Normalized deviatoric stress, iso-curves every 0.05. **C:** Deviatoric stress profile along line parallel to  $x$  axis and running on upstream (bold) and downstream (thin) side of 1000 km (black) and 3000 km (gray) plate across model. Dashed sections denote stresses along slab.

the direction perpendicular to the model (2-D), and (2) from the resulting stress field, the deflection of a viscous slab of uniform yet different viscosity. The velocity of the fluid is obtained by solving the biharmonic equation for the stream function  $\Psi$ ,  $\nabla^4 \Psi = 0$ , with  $u = -\frac{\partial \Psi}{\partial y}$  and  $v = \frac{\partial \Psi}{\partial x}$ ,  $u$  and  $v$  being the  $x$  and  $y$  velocities, respectively. To simulate the presence of the retreating slab, we prescribe a velocity  $V_L$  (slab retreat rate) in

\*E-mail: [christelle.loiselet@univ-rennes1.fr](mailto:christelle.loiselet@univ-rennes1.fr).



a rectangular region of width  $L$  and thickness  $h$  in the center of the model (Fig. 1A), while the velocities at the boundaries of the domain are set to zero. We then calculate  $\Psi$  at the nodes of a regular grid using a centered finite difference operator to approximate the spatial derivatives. In the first step of the model, we assume that the slab is rigid, and iteratively solve for the velocity field that minimizes work while satisfying the incompressibility condition.

The deflection of the slab is obtained in a second step by solving for the viscous bending of a half-plate embedded at its origin (and by symmetry, for the entire plate), of thickness  $h$  and length  $L/2$ , and subjected to a nonuniform load  $q(x)$  (or spatially integrated deviatoric stress):

$$D \frac{\partial^5 w}{\partial x^4 \partial t} = q(x), \quad (1)$$

where  $D = \frac{\mu_s h^3}{3}$  is the viscous rigidity of the slab,  $\mu_s$  the slab viscosity, and  $q(x) = \mu_m \frac{\partial u}{\partial x}$  is the deviatoric stress induced by the mantle flow. The approximation is made that  $\sigma_{yy} = 0$ , which only holds when the slab viscosity is larger than the mantle viscosity  $\mu_m$ . The deflection  $w$  of the half-plate as a function of time  $t$  and  $x$  is given by the integration of Equation 1. Standard boundary conditions are  $w = 0$  and  $\frac{dw}{dx} = 0$  at  $x = 0$ ;  $\frac{d^2 w}{dx^2} = 0$  and  $\frac{d^3 w}{dx^3} = 0$  at  $x = L/2$  (Turcotte and Schubert, 1982). The slab geometry is modified according to the computed final displacement after each time increment (small enough for the solution to become independent of its value). The coupled equations are iteratively solved through time in order to predict the evolving plate curvature.

We dimensionalized the model by assigning a mean slab retreat rate  $V_t = 50$  mm/a in a 10,000-km-wide square box filled with a linear viscous fluid of viscosity  $10^{20}$  Pa s. Note that in a Newtonian viscous fluid, the flow pattern does not depend on the absolute value of the viscosity, but rather on the viscosity ratios. Thus, if the imposed velocity is twice as large, we obtain the same velocity field but at twice the amplitude. Equation 1 breaks down when the viscosity ratio is too low; we must ensure that the slab rigidity is sufficiently large for the deflection to be inferior or equal to the slab displacement, which puts a minimum bound on the allowable viscosity ratio.

## RESULTS

The resulting flow pattern (Fig. 1A) shows a pair of symmetrical toroidal cells, one on each side of the slab, focused close to the plate edges. Velocities are maximum just upstream

and downstream of the plate (most positive values) and close to the slab edges (most negative values). On the sides of the slab, the negative  $y$  velocity is the return flow. Slab retreat results in compression along the upstream side of the slab and extension along the downstream side of the slab (Fig. 1B). The stress pattern also shows two opposite-sign ear-shape anomalies, on either side of the slab, of amplitudes proportional to the slab width. It is interesting that maximum stresses are found close to the slab edges (Fig. 1C); away from the slab edges, the stress field abruptly reverts and becomes extensional (negative) on the upstream side and compressive (positive) on the downstream side. Near the center of the slab, the deviatoric stresses diminish and tend toward zero (Fig. 1C). In all experiments, slab deformation is concentrated along its edges, where stresses are maximum. This surprising stress distribution (see also Morra et al., 2006) is responsible for slab curvature along their edges. As time progresses, the slab geometry evolves at a rate that is dictated by the slab to mantle viscosity ratio.

We performed a series of experiments in which the slab was alternatively 500, 1000, and 2000 km wide and 50, 100, and 200 km thick. For each experiment, the viscosity ratio between the slab and surrounding mantle was systematically changed to encompass the desired range. The system is bounded by the no-velocity conditions along the edges of the box, and the behavior of the slab depends on the box width to slab dimension ratio. This condition mimics real Earth conditions, where subduction zones are embedded in the finite terrestrial system.

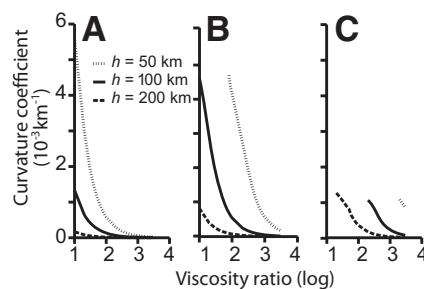
We characterize slab curvature from a quadratic regression on the slab shape. After a mean retreat of 1000 km, the coefficient of curvature  $C$  of the slab (defined as the quadratic coefficient of a quadratic polynomial function fit) varies between  $10^{-4}$  and  $6 \cdot 10^{-3} \text{ km}^{-1}$  (Fig. 2). In all cases, curvature is inversely proportional

to the viscosity ratio [ $C \sim 1/(\mu_s/\mu_m)$ ], with the lowest ratio leading to the highest curvature, as imposed by the above equation for flexure. As slabs widen, the stresses in the fluid during slab retreat become high because free space around the slab decreases. Consequently, wide slabs get highly loaded and slab curvature increases accordingly. Slab rigidity varies as the cube of slab thickness, the thicker the slab the smaller the curvature, and our models accordingly yield  $C \sim h^{-3}$ .

## COMPARISON TO REAL EARTH

The curvature of narrow slabs (e.g., Scotia, Calabria, Hellenic) is larger than that of wider slabs (e.g., Aleutian, South America, Java, Tonga). In order to determine the shape of slabs at depth, we use the results of P-wave seismic tomography (Li et al., 2008) and catalogues of earthquake locations (International Seismological Centre, 2008; Engdahl et al., 1998) for four subduction systems (Aleutians, Scotia, Hellenic, and Calabria) selected for the variety of width, thickness, and retreat velocity they present. We also compare our interpretation to the slab geometries derived from the RUM (regionalized upper mantle) model (Gudmundsson and Sambridge, 1998). In practice we mapped the tomographic model on a Cartesian grid, together with seismicity and the RUM slab geometry. We estimated slab curvature by contouring the fast seismic velocity anomalies. We measured the curvature between 50 and 700 km in the upper mantle, every 50 km. Because the depth along the subducted lithosphere correlates with a residence time in the mantle, i.e., the time during which the section of the slab entered the subduction zone and experienced the pressure field from the surrounding mantle, we expect the curvature of a viscous slab to increase with depth. One should, however, be careful in estimating slab curvature for very wide slabs, because other factors, such as the age of the lithosphere, the nature of the overriding plate, the presence of seamounts or oceanic plateaus in the subduction zone (Nur and Ben-Avraham, 1982), and possibly more important, the aspect ratio between upper mantle thickness and slab width, could affect the curvature of the slab near the surface.

We match observations to model results by computing the flow around the slab using kinematic and geometric characteristics of each natural system. Because trench velocity depends on the reference frame, we consider the Indo-Atlantic (O'Neill et al., 2005) and Pacific (Gripp and Gordon, 2002) hotspot reference frames, as well as the no-net-rotation frame (Kreemer et al., 2003). Trench migration rates are from Schellart et al. (2008) (Table 1). The slab-to-mantle viscosity ratio is therefore the remaining free parameter that we vary until



**Figure 2. Slab coefficient of curvature (see text) as function of lithosphere to surrounding mantle viscosity ratio. Slab is alternatively 50 (dotted), 100 (solid), and 200 km (dashed) thick ( $h$ ) and 500 (A), 1000 (B), and 2000 (C) km wide, respectively. Some curves are truncated when initial model assumptions no longer hold (see text).**

TABLE 1. KINEMATIC AND GEOMETRICAL CHARACTERISTICS OF THE SUBDUCTION SYSTEMS AND BEST-FIT SLAB-TO-MANTLE VISCOSITY RATIOS

	Velocity (mm a <sup>-1</sup> ) Vs	Velocity (mm a <sup>-1</sup> ) IA Vt	Velocity (mm a <sup>-1</sup> ) HS3 Vt	Velocity (mm a <sup>-1</sup> ) NNR Vt	Slab thickness (km)	Slab width (km)	$\mu_s/\mu_m$ IA	$\mu_s/\mu_m$ HS3	$\mu_s/\mu_m$ NNR
Aleutian	71	12	-5	21	100	3000	40	*	80
Scotia	74	57	40	94	70	1000	60	50	100
Hellenic	44	23	51	10	100	1100	40	60	30
Calabria	68	68	52	10	100	600	10	5	1

Note: The trench-perpendicular trench migration rate (i.e.,  $V_t$ , slab retreat rate) (trench retreat is taken as positive) and  $V_s$ , the velocity of the subducting plate in three global reference frames. IA—Indo-Atlantic hotspot reference frame (O'Neill et al., 2005); HS3—Pacific hotspot reference frame (Gripp and Gordon, 2002); NNR—no-net-rotation reference frame of Kreemer et al. (2003).  $\mu_s/\mu_m$  is the viscosity ratio between slab and surrounding mantle obtained by the best fit between model and natural data for each global reference frame. Kinematic values are from Schellart et al. (2007). Trench length is measured after Gudmundsson and Sambridge (1998).

\*Observed slab curvature is incompatible with Aleutian trench advance in this reference frame.

the modeled and observed curvatures match (Fig. 3). In all cases the domain is 10,000 km wide, which may induce a systematic bias, because we do not know what the most appropriate dimension would be for Earth. This recurrent issue relates to the Stokes paradox (Lamb, 1932). Nonetheless, the slab to box edge distance (5000 km) is comparable to the characteristic distance that separates slabs from each other on Earth.

The estimated viscosity ratio varies between 1 and 100 (Table 1). We note that for narrow slabs (Scotia and Calabria slabs; Figs. 3B and

3D), slab curvature strongly increases with depth. For Calabria, the strong curvature is best fitted by using a slightly lower viscosity ratio, which may be consistent with local geodynamics (Faccenna et al., 2007). Wider slabs are characterized by a lower curvature (Figs. 3A and 3C) but the best-fit viscosity ratio is in the same range (40–80) as the narrower Scotia slab, also suggesting that the slab width-to-length ratio primarily controls slab curvature. In all cases, the RUM model leads to grossly overestimated slab curvature except for the wide Aleutian slab.

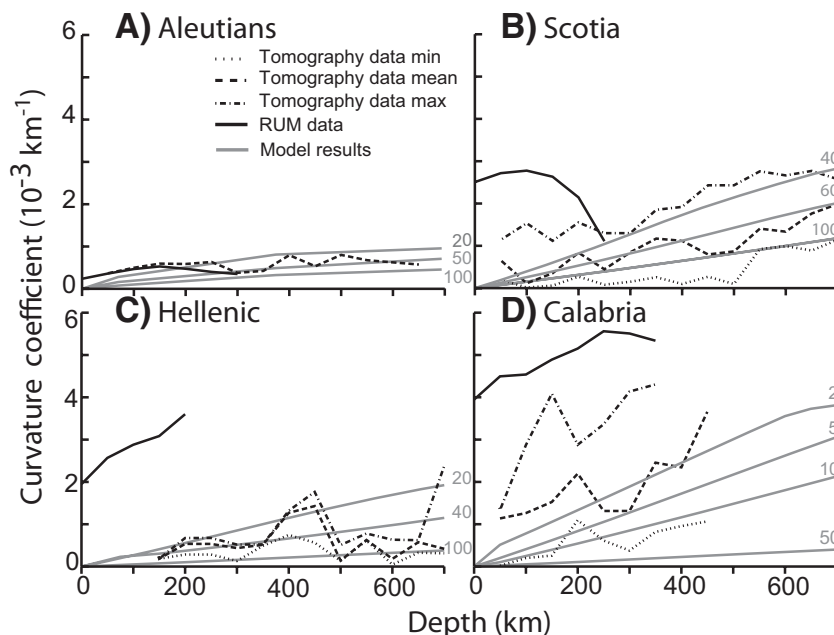


Figure 3. Evolution of predicted (gray curves) and observed (from geophysical data, black curves: minimum—dotted; mean—dashed; and maximum—dotted-dashed) coefficient of curvature of slab (see text) as function of depth for several viscosity ratios between slab and upper mantle, for Aleutian (A), Scotia (B), Hellenic (C), and Calabria (D) subduction zones (for Indo-Atlantic reference frame). Geophysical data used include global P-wave seismic tomography model (Li et al., 2008), location of seismic events from International Seismological Centre (2008) catalog, database published by Engdahl et al. (1998), and RUM (regionalized upper mantle) model for global slab geometry (Gudmundsson and Sambridge, 1998).

## DISCUSSION AND CONCLUSION

Slab motion is primarily driven by the negative buoyancy of the slab with respect to the ambient mantle and is controlled to a large extent by slab width. The toroidal component of mantle circulation, unaccounted for in 2-D models, plays a key role in shaping the slab. Increasing slab width confines the toroidal flow into a constant size domain. It decreases trench velocity and the vigor of the mantle flow, and generates a higher stress field in the fluid, and ultimately a higher rate of viscous energy dissipation (Fig. 4B). Consequently, slab width also tends to inhibit trench retreat (Schellart, 2004; Stegman et al., 2006) (Fig. 4A), and, at a given stage in the temporal evolution of the slab, slab curvature will be lower for a wide slab than for a narrow one. Although the buoyancy of a slab is linearly proportional to its width, because the viscous dissipation increases as a power law of slab width in a mantle of finite dimension (Fig. 4B), the resisting force will ultimately dominate and large slabs will retreat at slower rates than small ones as an indirect consequence of the Stokes paradox (Lamb, 1932). Thus, these results in turn explain why narrow slabs (e.g., Calabria or Scotia) retreat faster (Fig. 4A) than wider ones. Our assumption that the surface is implicitly stress free (2-D approximation) affects our results (e.g., Jarvis and Lowman, 2005), as does the no-slip lateral boundary condition that will influence the flow pattern (e.g., Piromallo et al., 2006) and accentuate the Stokes paradox effect.

The comparison of theoretical computations with natural slab curvature independently delimits the viscosity ratio between the subducted lithosphere and the surrounding mantle to range from 1 to 100, with an average of ~45,

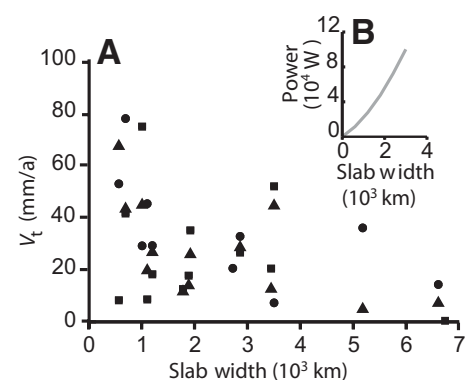


Figure 4. A: Average trench-perpendicular migration rate ( $V_t$  is slab retreat rate) as function of slab width in Pacific (circles, Gripp and Gordon, 2002) and Indo-Atlantic (triangles, O'Neill et al., 2005) hotspot reference frames, as well as in no-net-rotation model of Kreemer et al. (2003) (squares). Data are from Schellart et al. (2008). B: Predicted energy dissipation rate (power) as function of slab width.

smaller by a factor of 2 (Capitanio et al., 2007) to more than  $10^4$  (Billen and Hirth, 2007) compared to previous estimates. In other words, if the upper mantle viscosity is assumed to be  $10^{20}$  Pa s, slab viscosity is in the range  $10^{20}$ – $10^{22}$  Pa s, with a mean value of  $4.5 \times 10^{21}$  Pa s. The choice of the reference frame may change the values of the viscosity ratio by a factor of 2 (Table 1; comparable to Funiello et al., 2008). However, because the azimuthal distribution of trenches on Earth is approximately even, mean retreat rates, and therefore the mean viscosity ratios, should be independent of the reference frame.

#### ACKNOWLEDGMENTS

We thank W. Royden, F. Chambat, P. Yamato, and B. Huet for stimulating discussions. Loiselet and Braun acknowledge funding from the Agence Nationale de la Recherche (ANR), and Husson from the Institut National des Sciences de l'Univers-Centre National de la Recherche Scientifique (INSU/CNRS) program "SEDIT." We thank editor S. Wyld, and F. Funiello, W. Schellart, and an anonymous reviewer for constructive reviews.

#### REFERENCES CITED

- Billen, M.I., and Hirth, G., 2007, Rheologic controls on slab dynamics: *Geochemistry Geophysics Geosystems*, v. 8, Q08012, doi: 10.1029/2007GC001597.
- Capitanio, F.A., Morra, G., and Goes, S., 2007, Dynamic models of downgoing plate-buoyancy driven subduction: Subduction motions and energy dissipation: *Earth and Planetary Science Letters*, v. 262, p. 284–297, doi: 10.1016/j.epsl.2007.07.039.
- Christensen, U., and Yuen, D., 1984, The interaction of a subducted lithosphere slab with a chemical or phase boundary: *Journal of Geophysical Research*, v. 89, p. 4389–4402, doi: 10.1029/JB089iB06p04389.
- Clark, S.R., Stegman, D., and Muller, R.D., 2008, Episodicity in back-arc tectonic regimes: Physics of the Earth and Planetary Interiors, v. 171, p. 265–279, doi: 10.1016/j.pepi.2008.04.012.
- Conrad, C.P., and Hager, B.H., 1999, Effect of plate bending and fault strength at subduction zones on plate dynamics: *Journal of Geophysical Research*, v. 104, p. 17,551–17,571, doi: 10.1029/1999JB900149.
- Dvorkin, J., Nur, A., Mavko, G., and Ben-Avraham, Z., 1993, Narrow subducted slabs and the origin of backarc basins: *Tectonophysics*, v. 227, p. 63–79, doi: 10.1016/0040-1951(93)90087-Z.
- Engdahl, E.R., van der Hilst, R., and Buland, R., 1998, Global teleseismic earthquake relocation with improved travel times and procedures for depth determination: *Seismological Society of America Bulletin*, v. 88, p. 722–743.
- Faccenna, C., Civetta, L., Massimo, D.A., Moroni, M., and Piromallo, C., 2007, Slab disruption, mantle circulation, and the opening of the Tyrrhenian basins, in Beccaluva, L., et al., eds., *Cenozoic volcanism in the Mediterranean area: Geological Society of America Special Paper* 418, p. 153–169, doi: 10.1130/2007.2418(08).
- Frank, F.C., 1968, Curvature of island arcs: *Nature*, v. 220, p. 363, doi: 10.1038/220363a0.
- Fukao, Y., Widiyantoro, S., and Obayashi, M., 2001, Stagnant slabs in the upper and lower mantle transition region: *Reviews of Geophysics*, v. 39, p. 291–323, doi: 10.1029/1999RG000068.
- Funiello, F., Faccenna, C., Giardini, D., and Regenauer-Lieb, K., 2003, Dynamics of retreating slab: 2. Insights from three-dimensional laboratory experiments: *Journal of Geophysical Research*, v. 108, 2207, doi: 10.1029/2001JB000896.
- Funiello, F., Moroni, M., Piromallo, C., Faccenna, C., Cenedese, A., and Bui, H.A., 2006, Mapping mantle flow during retreating subduction: Laboratory models analyzed by feature tracking: *Journal of Geophysical Research*, v. 111, B03402, doi: 10.1029/2005JB003792.
- Funiello, F., Faccenna, C., Heuret, A., Lallemand, S., Di Giuseppe, E., and Becker, T.W., 2008, Trench migration, net rotation and slab-mantle coupling: *Earth and Planetary Science Letters*, v. 271, p. 233–240, doi: 10.1016/j.epsl.2008.04.006.
- Goes, S., Capitanio, F., and Morra, G., 2008, Evidence of lower-mantle slab penetration phases in plate motions: *Nature*, v. 451, p. 981–984, doi: 10.1038/nature06691.
- Gripp, A.E., and Gordon, R.G., 2002, Young tracks of hotspots and current plate velocities: *Geophysical Journal International*, v. 150, p. 321–361, doi: 10.1046/j.1365-246X.2002.01627.x.
- Gudmundsson, O., and Sambridge, M., 1998, A regionalized upper mantle (RUM) seismic model: *Journal of Geophysical Research*, v. 103, p. 7121–7136, doi: 10.1029/97JB02488.
- Husson, L., 2006, Dynamic topography above retreating subduction zones: *Geology*, v. 34, p. 741–744, doi: 10.1130/G22436.1.
- International Seismological Centre, 2008, Regional catalog of earthquakes: International Seismological Centre, <http://www.isc.ac.uk/doc/products/catalogue.html>.
- Isacks, B., and Molnar, P., 1971, Distribution of stresses in the descending lithosphere from a global survey of focal mechanism solutions of mantle earthquakes: *Reviews of Geophysics*, v. 9, p. 103–174, doi: 10.1029/RG009i001p0103.
- Jarvis, G.T., and Lowman, J.P., 2005, Sinking slabs below fossil subduction zones: *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, v. 152, p. 103–115, doi: 10.1016/j.pepi.2005.05.002.
- Kincaid, C., and Griffiths, R.W., 2004, Variability in flow and temperatures within mantle subduction zones: *Geochemistry Geophysics Geosystems*, v. 5, p. Q06002, doi: 10.1029/2003GC000666.
- Kreemer, C., Holt, W.E., and Haines, A.J., 2003, An integrated global model of present-day plate motions and plate boundary deformation: *Geophysical Journal International*, v. 154, p. 8–34, doi: 10.1046/j.1365-246X.2003.01917.x.
- Lamb, H., 1932, *Hydrodynamics* (sixth edition): Cambridge, Cambridge University Press, 768 p.
- Li, C., van der Hilst, R.D., Engdahl, E.R., and Burdick, S., 2008, A new global model for P wave speed variations in Earth's mantle: *Geochemistry Geophysics Geosystems*, v. 9, p. 157–168, doi: 10.1016/j.epsl.2008.07.016.
- Morra, G., Regenauer-Lieb, K., and Giardini, D., 2006, Curvature of oceanic arcs: *Geology*, v. 34, p. 877–880, doi: 10.1130/G22462.1.
- Morra, G., Chatelain, P., Tackley, P., and Koumoutzakos, P., 2009, Earth curvature effects on subduction morphology: Modeling subduction in a spherical setting: *Acta Geotechnica*, doi: 10.1007/s11440-008-0060-5.
- Nur, A., and Ben-Avraham, Z., 1982, Oceanic plateaus, the fragmentation of continents, and mountain building: *Journal of Geophysical Research*, v. 87, p. 3644–3661, doi: 10.1029/JB087iB05p03644.
- O'Neill, C., Muller, D., and Steinberger, B., 2005, On the uncertainties in hot spot reconstructions and the significance of moving hot spot reference frames: *Geochemistry Geophysics Geosystems*, v. 6, Q04003, doi: 10.1029/2004GC000784.
- Piromallo, C., Becker, T.W., Funiello, F., and Faccenna, C., 2006, Three-dimensional instantaneous mantle flow induced by subduction: *Geophysical Research Letters*, v. 33, doi: 10.1029/2005GL025390.
- Royden, L.H., and Husson, L., 2006, Trench motion, slab geometry and viscous stresses in subduction systems: *Geophysical Journal International*, v. 167, p. 881–905, doi: 10.1111/j.1365-246X.2006.03079.x.
- Schellart, W.P., 2004, Kinematics of subduction and subduction-induced flow in the upper mantle: *Journal of Geophysical Research*, v. 109, B07401, doi: 10.1029/2004JB002970.
- Schellart, W.P., Freeman, J., Stegman, D.R., Moresi, L., and May, D., 2007, Evolution and diversity of subduction zones controlled by slab width: *Nature*, v. 446, p. 308–311, doi: 10.1038/nature05615.
- Schellart, W.P., Stegman, D.R., and Freeman, J., 2008, Global trench migration velocities and slab migration induced upper mantle volume fluxes: Constraints to find an Earth reference frame based on minimizing viscous dissipation: *Earth-Science Reviews*, v. 88, p. 118–144, doi: 10.1016/j.earscirev.2008.01.005.
- Stegman, D.R., Freeman, J., Schellart, W.P., Moresi, L., and May, D., 2006, Influence of trench width on subduction hinge retreat rates in 3-D models of slab rollback: *Geochemistry Geophysics Geosystems*, v. 7, Q03012, doi: 10.1029/2005GC001056.
- Tovish, A., and Schubert, G., 1978, Island arc curvature, velocity of convergence and angle of subduction: *Geophysical Research Letters*, v. 5, p. 329–332, doi: 10.1029/GL005i005p00329.
- Turcotte, D.L., and Schubert, G., 1982, *Geodynamics: Application of continuum physics to geological problem*: New York, John Wiley and Sons, 450 p.
- Van der Hilst, R., and Karason, H., 1999, Compositional heterogeneity in the bottom 1000 kilometers of Earth's mantle: Toward a hybrid convection model: *Science*, v. 283, p. 1885–1888, doi: 10.1126/science.283.5409.1885.
- Wortel, M.J.R., and Spakman, W., 2000, Subduction and slab detachment in the Mediterranean-Carpathian region: *Science*, v. 290, p. 1910–1917, doi: 10.1126/science.290.5498.1910.
- Wu, B., Conrad, C.P., Heuret, A., Lithgow-Bertelloni, C., and Lallemand, S., 2008, Reconciling strong slab pull and weak plate bending: The plate motion constraint on the strength of mantle slabs: *Earth and Planetary Science Letters*, v. 272, p. 412–421, doi: 10.1016/j.epsl.2008.05.009.
- Zhong, S., and Davies, G.F., 1999, Effects of plate and slab viscosities on the geoid: *Earth and Planetary Science Letters*, v. 170, p. 487–496, doi: 10.1016/S0012-821X(99)00124-7.
- Zhong, S., and Gurnis, M., 1994, Controls on trench topography from dynamic models of subducted slabs: *Journal of Geophysical Research*, v. 99, p. 15,683–15,695, doi: 10.1029/94JB00809.

Manuscript received 21 January 2009

Revised manuscript received 24 March 2009

Manuscript accepted 1 April 2009

Printed in USA

## 2.3 Retrait de la lithosphère et flux toroïdale mantellique associé

La compréhension de la dynamique de la subduction bute sur une connaissance insatisfaisante de la rhéologie. Avec cette étude, j'apporte des éléments de réponse supplémentaires. En effet, grâce au modèle semi-analytique, j'ai pu établir un certain nombre de lois physiques simples qui permettent de décrire le comportement du slab dans le manteau supérieur. La comparaison avec des exemples naturels, observés en tomographie sismique, permet de déterminer une gamme de propriétés rhéologiques du slab comprise entre 1 et 100, supposant alors un slab de faible viscosité. Ces résultats sont en accord avec les études précédentes menées sur la modélisation des gammes d'observations (Bevis, 1986; Moresi & Gurnis, 1996).

Enfin, il résulte de ces travaux une meilleure compréhension de l'interaction entre le flux toroïdal et le comportement des slabs, via le régime de contraintes sur le plan du slab et dans le manteau. Le flux toroïdal semble jouer un rôle important dans la déformation de la lithosphère. On s'attend donc à un enregistrement de celui ci dans le manteau. Actuellement, deux méthodes permettent d'enregistrer ce flux autour des panneaux plongeant en migration : il s'agit d'une méthode géophysique (l'anisotropie sismique) et d'une méthode géochimique.

### Retrait

Un régime en retrait (ou translation) d'une lithosphère dans le manteau induit un flux mantellique associé, qui contourne dans un plan horizontal le slab. Il s'agit d'un flux dit toroïdal. La migration du slab en retrait semble compatible avec les subductions de taille modeste (c'est-à-dire d'une largeur comprise entre 1000 et 3000 km (Schellart et al., 2007)), comme c'est le cas pour les subductions méditerranéennes ou bien encore la subduction de Scotia. Le retrait d'un panneau plongeant à faible viscosité favorise un fort couplage / interaction entre la plaque et le manteau environnant. Ce couplage est la réponse de l'équilibre des forces entre le mouvement de la lithosphère (*slab pull*) et les forces visqueuses (*drag Force*) (Schellart, 2004; Funiciello et al., 2006). Le retrait de larges panneaux plongeants comme les Aléoutiennes n'est pas permis à cause de la génération d'un flux vigoureux (Piromallo et al., 2006) induisant un champs de contraintes dans le manteau élevé et ne permettant pas une minimisation de l'énergie visqueuse dans le manteau (Loiselet et al., 2009).

Les larges slabs préféreront rester quasi stationnaire comme c'est le cas pour le slab Java

ou bien Sud Amérique. Seul l'extrémité du panneau plongeant connaît une flexure modérée par le flux. Cette résistance visqueuse au déplacement des larges slabs peuvent alors engendrer des formes en  $w$  de la lithosphère (Schellart et al., 2007) comme par exemple le panneau plongeant Sud Américain. Localement, à la demi largeur du slab, la lithosphère peut, tout en gardant sa fosse stationnaire (au niveau du point *stagnation* (Schellart et al., 2007), connaître une verticalisation (soit un mode en rotation) (cf. chapitre 1).

## Flux toroïdal mis en évidence par les observations

Des données de plus en plus nombreuses, d'anisotropie sismique (Fischer et al., 2000; Hall et al., 2000; Civello & Margheriti, 2004; Kneller & van Keken, 2007) et géochimie (Pearce et al., 2001; Lupton et al., 2009), mettent en évidence la présence d'un flux toroïdal contournant le panneau plongeant.

### *Anisotropie sismique*

Au niveau des zones de subduction de largeurs modestes et en retrait, comme les zones méditerranéennes (Calabre et Hellénique) ou bien Scotia, il est observé une distribution des anomalies d'anisotropie sismique bien particulière autour des côtés du slab et dans le prisme mantellique à l'avant du slab (fig. 2.3).

En première approximation, les directions rapides des anisotropies sismiques (axe rapide de propagation d'énergie sismique) dans le manteau s'alignent avec la direction d'extension maximale (Long & Silver, 2008) et permettent donc de visualiser les écoulements actuels (ou les plus récents) dans le manteau supérieur. Dans de nombreuses zones de subduction, ces directions indiquent donc, qu'en plus du flux du *corner flow*, un autre flux, toroïdal (c'est-à-dire horizontal et contournant le slab) existe. Ainsi, les données d'Amérique du Sud (Russo, 1994), de l'ouest de la Méditerranée (Civello & Margheriti, 2004; Baccheschi et al., 2008), du Bassin de Lau (Smith et al., 2001) ou encore au niveau des îles Sandwichs (Muller et al., 2008) suggèrent un flux mantellique autour du slab.

Le modèle semi analytique, présenté dans l'article, est paramétré à la zone de subduction hellénique. La largeur du slab  $w$  est égale à 1100 km, l'épaisseur  $h$  à 100 km. Le rapport de viscosité utilisé est celui que les modèles précédents prédisent, c'est-à-dire 40 (selon le référentiel des points chauds Indo Atlantique (O'Neill et al., 2005)). La vitesse de retrait du slab est imposée et est de 23 mm/a.

Dans la figure 2.4, il est présenté le profil des contraintes déviatoriques dans le manteau,

passant par le centre du slab et perpendiculaire au slab, au temps initial et après que le panneau plongeant ait reculé de 600 km ; retrait estimé de la fosse hellénique depuis 30 Ma à nos jours (Gautier et al., 1999; Faccenna et al., 2001a; Brun & Faccenna, 2008).

Mon modèle (fig. 2.4) montre que le rapport d'aspect entre la largeur de la fosse et la distance de la fosse au maximum du déviateur des contraintes est de 0.75 (fig. 2.4 B).

Lorsque le slab se courbe, une zone d'ombre (c'est-à-dire où les contraintes sont quasi nulles (cadre sur la figure (2.4 B)) se développe à l'avant du slab (fig. 2.4 A).

Sur la figure 2.3, au niveau de la zone Hellénique, on observe deux directions de l'anisotropie bien distinctes.

La première est perpendiculaire à la fosse et se situe à l'avant du slab, suggérant donc un écoulement du manteau perpendiculaire au slab lié à des contraintes extensive à l'avant du slab (fig. 2.4 A). La distribution spatiale de ces anisotropies montre une évolution de leur magnitude en fonction de la distance à la fosse : l'amplitude de l'anisotropie augmente progressivement de la fosse jusqu'à approximativement la distance caractéristique prédite par le modèle (fig. 2.3 C). La valeur maximale de l'amplitude de l'anisotropie (au nord de la Mer Egée) coïncide approximativement avec la distance caractéristique prédite par mon modèle (fig. 2.4 B). Des anomalies d'anisotropies, moins fortes en amplitude, se localisant au niveau des Cyclades (en Mer Egée), pourraient de la même manière correspondre à la zone d'ombre, décrite dans le modèle, juste à l'avant du panneau plongeant. Enfin au niveau du Rhodope, on observe une diminution de l'amplitude (fig. 2.3 C). Cette tendance rappelle le profil des contraintes perpendiculaire au panneau plongeant dans le modèle (fig. 2.4 B).

L'interprétation donnée à ces observations par les auteurs est que la magnitude augmente avec la vitesse de migration de la fosse (Long & Silver, 2008) et la déformation du slab (Kneller & van Keken, 2007). Dans mon étude présentée ici, je montre que cette tendance est due à la distribution des contraintes dans le manteau induite par le retrait du slab (fig. 2.4).

La deuxième direction caractéristique de l'anisotropie observée est parallèle au panneau plongeant (fig. 2.3). Cette caractéristique est encore mal expliquée (Kneller & van Keken, 2007). Ici, cette direction pourrait correspondre à un écoulement dans la direction parallèle au slab cette fois ci, mis en évidence par le champ de contrainte en compression à l'arrière du panneau plongeant (fig. 2.4 A).

Ces resultat mettent en évidence le processus du retrait du slab ou du *Slab Rollback* associé à un flux toroïdal (fig. 2.3 B). Pour cette exemple précis de la zone hellénique, un rapport de viscosité entre le slab et le manteau supérieur semble cohérent au regard des observations d'anisotropie sismique.



### ***Tomographie sismique***

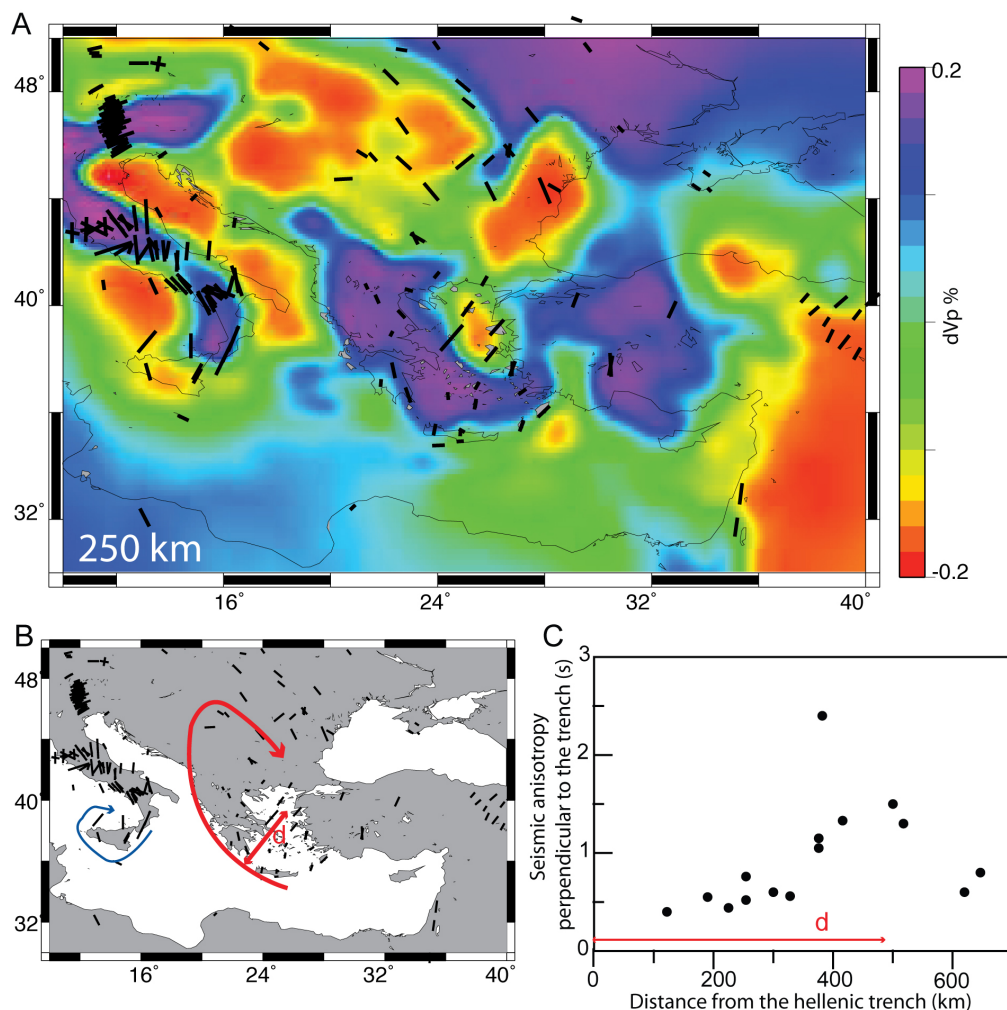
En superposant le modèle de tomographie sismique en onde P d'après Li et al. (2008) aux données d'anisotropie sismique ([www.gm.univ-montp2.fr/splitting/DB](http://www.gm.univ-montp2.fr/splitting/DB), 2009) (fig. 2.3 A), nous remarquons que les anomalies négatives de vitesses contournent le panneau plongeant et s'alignent approximativement avec les directions d'écoulement supposées par les anisotropies sismiques. Ces données mettent donc en évidence l'écoulement toroïdal du manteau induit par un retrait du slab hellénique. Cependant, ce flux mantellique n'est pas être isolé seulement à l'avant et à l'arrière du slab. La longueur d'onde caractéristique de ce flux semble être de l'ordre du millier de km car le flux mantellique semble remonter jusqu'au centre de l'Europe (fig. 2.3).

De plus, la carte des anomalies de tomographie présentée dans la figure 2.3 est une coupe horizontale entre 250 et 300 km de profondeur. Ces deux jeux de données semblent donner la même information, ce qui permet de faire l'hypothèse que les anomalies d'anisotropie sismique enregistrées pourraient se situer autour de cette profondeur. Il ne s'agit, bien sûr, que d'une supposition et d'une piste. Des données plus précises et des modèles seraient nécessaires afin de confirmer cette hypothèse.

### ***Observations géochimiques***

Une autre observation importante de la présence d'un flux toroïdal contournant un slab en retrait vient de la chimie des laves d'arrière-arc, montrant une circulation du flux mantellique du réservoir situé à l'arrière des slabs vers le réservoir situé à l'avant des slabs (Pearce et al., 2001). L'exemple de la subduction Tonga est unique de ce point de vue, car d'une part, cette zone est uniquement océanique (aucune contamination continentale n'est possible) et d'autre part l'existence du point chaud des îles Samoa (situé à l'arrière de la zone de subduction, et dont la signature géochimique est connue) permet de marquer le flux mantellique qui s'écoule au travers de son panache. Il est alors possible de comparer la contamination des roches type MORB du réservoir B (« Indien ») avec celle du réservoir A (« Pacifique ») (fig. 2.5).

En effet, les données de Lupton et al. (2009) indiquent que la signature géochimique du point chaud des îles Samoa se retrouve dans les roches de la ride du bassin arrière arc (située à l'avant du slab). Cette caractéristique peut être interprétée comme étant le résultat d'un flux mantellique contournant le slab (flux toroïdal). Ce dernier, prenant sa source au niveau du réservoir mantellique arrière (réservoir A « Pacifique »), passe par le conduit



**Figure 2.3: Mise en évidence du flux toroïdal par les données géophysiques.**

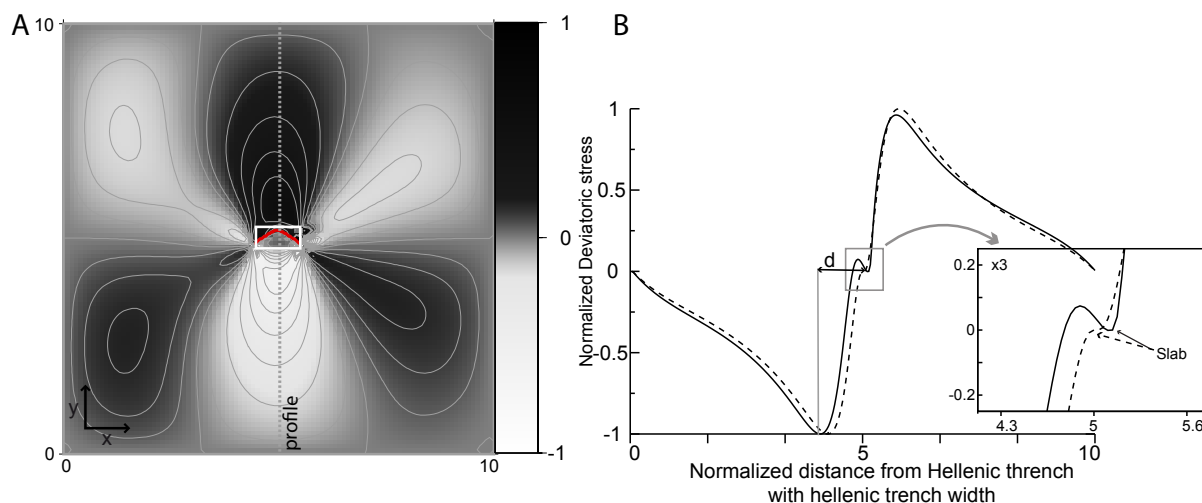
**Exemple des zones de subductions Hellénique et Calabre.**

(A) Carte de la zone méditerranéenne. Représentation de la tomographie sismique à une profondeur  $z=250$  km (d'après la base de donnée de Li et al. (2008)) et les anomalies d'anisotropie sismique SKS (d'après ([www.gm.univ-montp2.fr/splitting/DB](http://www.gm.univ-montp2.fr/splitting/DB), 2009)). (B) Schéma d'interprétation du flux toroïdal mantellique induit par le retrait du slab Hellénique (rouge) et Calabre (bleu).  $d$  est la distance entre la fosse et l'anisotropie sismique maximum au nord de la mer Egée. (C) Distribution de l'amplitude des anomalies d'anisotropie sismique en fonction de la distance à la fosse au niveau de la zone de subduction Hellénique (d'après la base de données ([www.gm.univ-montp2.fr/splitting/DB](http://www.gm.univ-montp2.fr/splitting/DB), 2009)). La distribution est en forme de cloche dont l'apex se situe à une distance de la fosse approximativement équivalente à celle prédite par le modèle  $d$ .

**Toroidal flow from geophysics data. Example of the Hellenic and Calabria subduction.**

(A) Map of the Mediterranean zone with seismic tomography horizontal section at 250 km depth (from P-wave model of Li et al. (2008)) and SKS seismic anisotropy (from ([www.gm.univ-montp2.fr/splitting/DB](http://www.gm.univ-montp2.fr/splitting/DB), 2009)). (B) Schematic diagram of the toroidal mantle flow interpretation induced by Hellenic (red) and Calabria (blue) slab retreat.  $d$  is the distance between Hellenic trench and seismic anisotropy maximum in Northern Aegean Sea. (C) Seismic anisotropy amplitude as a function of distance from the trench along Hellenic subduction zone (from ([www.gm.univ-montp2.fr/splitting/DB](http://www.gm.univ-montp2.fr/splitting/DB), 2009) database). Bell distribution shows maximum at the characteristic distance  $d$  predicted by model.





**Figure 2.4: Modèle du retrait du slab hellénique**

(A) Vue en carte du champ de contrainte dans le manteau quand le slab a reculé d'environ 600 km à une vitesse de 22 mm/a (d'après le référentiel indo-atlantique (O'Neill et al., 2005)). (B) Profil de contraintes perpendiculaire au panneau plongeant, dans la direction du retrait du slab après un retrait du slab de 6 km (pointillé) et de 600km (solide). Détail du profil à proximité du slab montrant une anomalie correspondant à la zone d'ombre devant le slab.

#### Hellenic slab retreat model

(A) Stress field map after 600 km of slab retreat at a migration velocity of 22 mm/y (estimate based on the indo-atlantic reference frame (O'Neill et al., 2005)). (B) Stress profil perpendicular to the trench along retreat direction after 6 km retreat (dash) and 600 km retreat (solid). Zoom of the same profile along shadow zone in front of the slab (downstream part). We notice that stress maximum is localized at a distance (normalized by slab hellenic width 1100km) from the slab of 0.75. This value is approximatly similar to the distance between the trench and the maximum seismic anistropy anomaly in Aegean Sea and the maximum geochemical anomaly in Lau basin.

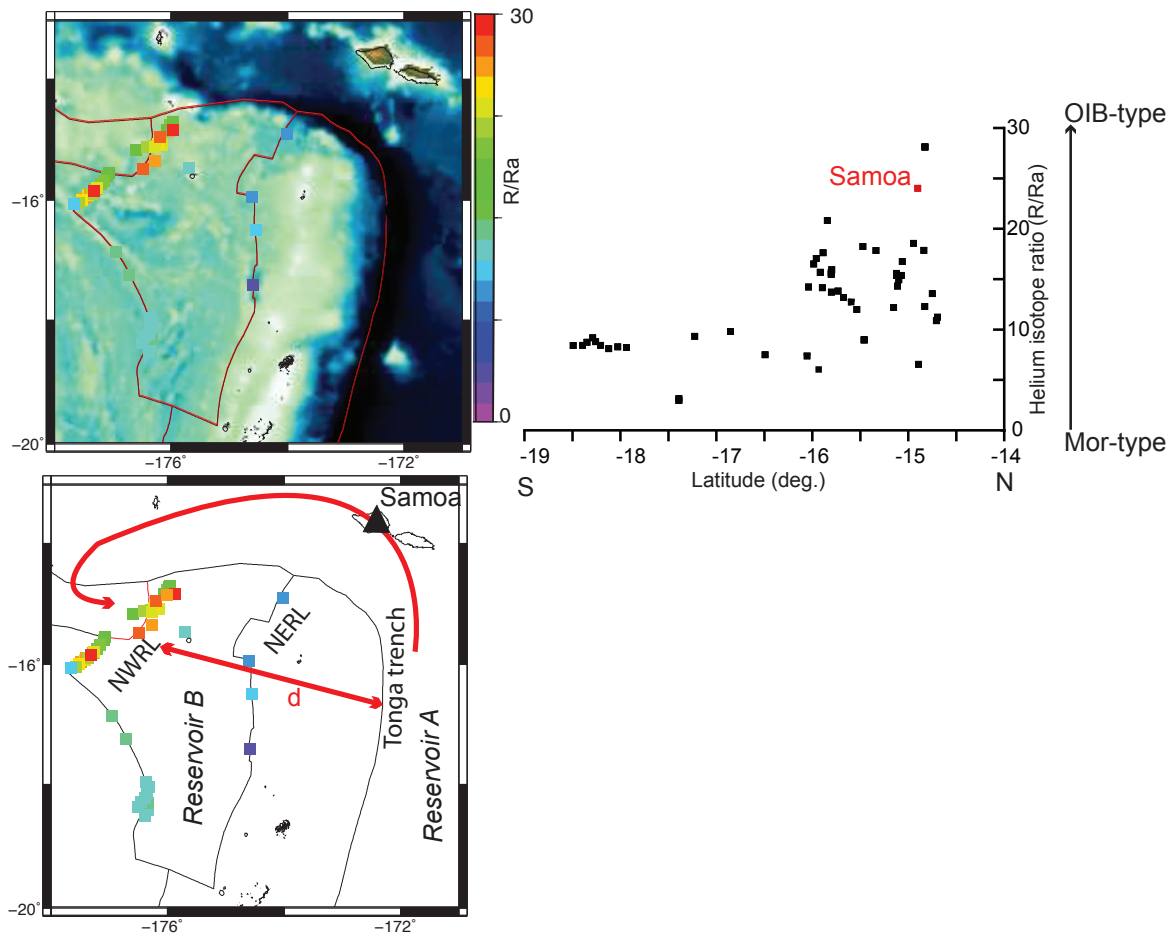
magmatique du point chaud des îles Samoa (enregistrant alors la signature géochimique d'un point chaud c'est-à-dire de type OIB) avant de s'arrêter au nord de la ride ouest du bassin arrière arc de Lau (*Nord West Lau ridge* (NWLR)) (permettant ainsi la formation de roches dont la chimie rappelle celle du point chaud et non celle de roches de type MORB, signature géochimique caractéristique des rides océaniques).

Cette anomalie géochimique au niveau de la ride Nord Ouest du bassin de Lau se situe à une distance similaire à celle prédite par le modèle que j'ai développé dans ce chapitre (fig. 2.4) et à celle donnée par la distribution des anomalies d'anisotropie sismique à l'avant du slab dans le cas égéen (fig. 2.3). Une zone d'ombre, similaire à celle décrite par mon modèle (là où les contraintes s'approchent de 0) (fig. 2.4), existe également et correspond à la ride nord est du bassin arrière arc de Lau, ride la plus proche et à l'avant de la fosse (*Nord East Lau ridge* (ELR)) qui a bien une signature géochimique de type Morb.

Enfin, les données géochimiques indiquent que l'anomalie se retrouve uniquement sur le segment nord de la ride et qu'elle s'atténue vers le sud, juste à l'avant de l'extrémité de la fosse, car le slab de la zone de subduction de Tonga est considéré comme semi-infini. Notons finalement que, dans le modèle que je propose, le slab ne bouge que selon la direction perpendiculaire à la fosse (direction  $y$ ). Dans la nature, le panneau plongeant se déforme au niveau de ses bordures, facilitant ainsi le passage du flux mantellique.

Dans ce chapitre, j'apporte une précision sur le problème de la rhéologie des slabs dans le manteau supérieur et plus particulièrement lorsqu'ils sont en retrait. Un modèle simple permet de décrire les processus responsables de la déformation du panneau plongeant en élaborant des lois simples. Au regard des résultats, il semble raisonnable de considérer un système totalement visqueux et newtonien. Le faible rapport de viscosité obtenu par la confrontation des modèles et des données sismiques est validé par les données d'anisotropie sismique et la géochimie des bassins arrière arc.

Dans le chapitre 3, en utilisant ces nouveaux résultats, je m'intéresse au devenir de la lithosphère en profondeur, notamment dans le manteau inférieur.



**Figure 2.5: Mise en évidence du flux toroïdal par les données géochimiques (A et B) et leur interprétation (C) au niveau de la zone de subduction de Tonga.** (d'après la base de données de Lupton et al. (2009)).

Valeurs du rapport isotopique  $^3\text{He}/^4\text{He}$  ( $R$ ) normalisé par la valeur  $R_a = (^3\text{He}/^4\text{He})_{\text{air}} = 1.39 \times 10^{-6}$ . Les valeurs de ce rapport au niveau de la ride ouest du bassin de Lau (*North West Lau ridge* (WLR)) semble 7 à 9 fois plus élevées que le rapport caractéristique d'un Morb correspondant à la ride est du bassin de Lau (*Nord East Lau ridge* (ELR)), s'approchant d'une signature géochimique d'un OIB (par exemple celle du point chaud des îles Samoa).

**Toroidal flow evidenced by geochemical data (A and B) and its interpretation (C) along Tonga subduction zone.**

Isotopic ratio between  $^3\text{He}/^4\text{He}$  ( $R$ ) normalized by  $R_a$  ( $R_a = (^3\text{He}/^4\text{He})_{\text{air}} = 1.39 \times 10^{-6}$ ) along West Lau Basin Ridge (WLR) and Est Lau Basin Ridge (ELR) (from Lupton et al. (2009) database). Northern WLR segment values appear 7 to 9 times higher than Morb-type (Northern EWR), showing a OIB-type geochemical sign (as Samoa hot spot).

## Chapitre 3

Devenir d'une lithosphère en  
subduction dans le manteau  
terrestre / *The fate of subducting  
lithosphere in the Earth mantle*



La déformation d'une lithosphère dans le manteau terrestre en profondeur reste un sujet très débattu en Sciences de la Terre.

Dans un premier temps, au vu des observations sismiques et de la répartition des séismes sur le plan de Wadati-Benioff (Isacks & Molnar, 1971), la lithosphère a été considérée avec un comportement rigide ou élastique (McKenzie & Parker, 1967; Le Pichon et al., 1973). Cette hypothèse fut étayée par la découverte d'une double zone sismique à l'avant et à l'arrière du slab (Samowitz & Forsyth, 1981; Kawakatsu, 1986). Enfin la différence de température entre le manteau et la lithosphère laisse supposer que celle ci est largement visqueuse par rapport au manteau environnant.

Le pliage de la lithosphère à sa charnière fut alors étudié en utilisant les équations de pliage d'une plaque élastique (Zhang, 1985). Des modèles de subduction, notamment analogiques, ont de plus été menés en utilisant une plaque rigide par Kincaid & Griffiths (2004). Dans ce type de modèle, il est mis en évidence un faible couplage entre le slab et le manteau, induisant de grande longueur d'onde de cellules de convection (Jaupart & Parsons, 1985).

A l'inverse, la deuxième hypothèse, est de considérer une lithosphère en subduction se comportant comme un matériel visqueux (c'est à dire un fluide). La lithosphère est alors considérée comme partie intégrante dans la dynamique de la convection du manteau (Hager & O'Connell, 1978; Tackley, 1993). L'analyse des données sismiques montre que le plan de Wadati-Benioff possède une forme courbée en profondeur dans la direction verticale (Bevis, 1986). Ce résultat ajouté à la distribution des taux de déformation sur le slab en profondeur (Bevis, 1988) ainsi que la courbure des arcs volcaniques au niveau des zones de subduction (Hsui, 1988) sont autant d'évidences ne permettant pas un comportement élastique de la lithosphère mais plutôt un comportement visqueux, qui lui permet de se déformer sous l'influence des flux mantelliques associe aux mouvement du slab en profondeur (Funiciello et al., 2003a; Morra et al., 2006; Schellart, 2004). De plus, les modèles utilisant une lithosphère à rhéologie visqueuse arrivent à reproduire la distribution spatiale des séismes observés dans les zones de subduction et notamment l'absence de sismicité entre 250 et 440 km de profondeur juste au dessus de la zone de transition (Vassiliou et al., 1984; Tao & O'Connell, 1993). D'ailleurs, ce modèle semble plus en accord avec les images de tomographie sismique qui montrent un amincissement du slab dans cette zone où la sismicité n'est pas enregistrée et, au contraire, un épaissement du slab sur la discontinuité séparant le manteau supérieur du manteau inférieur (fig. 3.1) (van der Hilst & Widiyantoro, 1997; Grand et al., 1997; Bijwaard et al., 1998; Karason & Van der Hilst, 2000; Li et al., 2008). Par conséquent, les modèles de subduction utilisent souvent

des rhéologies visqueuses (Funiciello et al., 2003a; Schellart, 2004; Yamato et al., 2009) pour permettre au slab de se déformer.

Enfin, il est possible de combiner ces deux approches en supposant le panneau plongeant comme initialement rigide (comme doit être une lithosphère océanique froide et dense). Pendant sa descente, celui-ci se fragilise en devenant de moins en moins résistant. Les modèles thermo-mécaniques utilisant cette hypothèse, reproduisent les observations sismiques et l'état des contraintes dans les slabs (Wortel & Vlaar, 1988). Ce changement de rhéologie en fonction de la profondeur (diminution de la rigidité de la lithosphère) est le plus souvent considéré comme la conséquence de changements minéralogiques et la réduction de taille de grain qui ont lieu dans la zone de transition (Karato et al., 2001; Yamato et al., 2007), mais également comme la conséquence de l'augmentation de la température qui peut jouer un rôle non négligeable sur la viscosité des slabs au delà de 100 Ma environ (Gurnis & Hager, 1988; Christensen, 1996). Les modèles thermo-mécaniques de subduction, le plus souvent en deux dimensions, prennent en compte ces paramètres de structuration du manteau (van Hunen et al., 2000; Cizkova et al., 2002; Billen & Hirth, 2007)

Une autre question majeure concernant le devenir d'un panneau plongeant dans le manteau est sa capacité ou non à pénétrer la discontinuité à 660 km de profondeur, interface séparant le manteau supérieur du manteau inférieur. Cette discontinuité est caractérisée par le changement de phase spinelle-pérovskite et magnétowüstite (Akaogi et al., 1989; Katsura & Ito, 1989; Bina & Hellfrich, 1994). Dans le chapitre 1, nous avons vu que cette discontinuité se caractérise par un saut important de densité et de viscosité (Christensen & Yuen, 1984; Kincaid & Olson, 1987), pouvant ralentir, voire inhiber, la pénétration du slab dans le manteau inférieur (Marton et al., 1999; Bina et al., 2001). Cependant, malgré un manque de données sismiques au delà de 660 km, les images tomographiques révèlent l'existence d'anomalies de vitesses rapides dans le manteau inférieur sous certaines zones de subduction (comme c'est le cas pour celles de Java, N-Kuriles, Hellénique...) laissant penser que la lithosphère s'enfonce dans le manteau inférieur pour s'y épancher jusqu'à des profondeurs de 1400 km (Grand et al., 1997; Bijwaard et al., 1998; Karason & Van der Hilst, 2000; Fukao et al., 2001).

Les modélisations analogiques et numériques ont permis de distinguer au moins trois types principaux de déformation du slab à la rencontre de la zone de transition entre le manteau supérieur et le manteau inférieur (Davies, 1995; Guillou-Frottier et al., 1995; Christensen, 1996; Houseman & Gubbins, 1997; Faccenna et al., 1999; Schellart, 2005; Giuseppe et al., 2008). Ces trois types de déformation dépendent alors des propriétés physiques choisies

dans la modélisation, mais aussi de la cinématique au niveau de la fosse (Goes et al., 2008). Le slab peut s'étaler sur la zone de transition et effectuer un mouvement en retrait vers l'arrière (comme c'est le cas pour la zone du Japon (fig. 3.1 A)) ou bien un mouvement en avancée (comme pour la zone Ouest-Alaska (fig. 3.1 B)). Il peut aussi s'épancher au niveau de la discontinuité (à 660 km de profondeur), souvent interprété comme empilement par plis ou *periodic buckling* (Ribe, 2003) (fig. 3.1 C). Cependant, au regard des estimations du rapport de viscosité entre la lithosphère et le manteau supérieur que j'ai obtenu dans mes recherches, cette interprétation n'est plus valable car le slab n'est plus assez visqueux.

Ma démarche vis-à-vis de ces questions fondamentales sur le devenir d'un slab lorsqu'il pénètre dans le manteau terrestre a été la suivante :

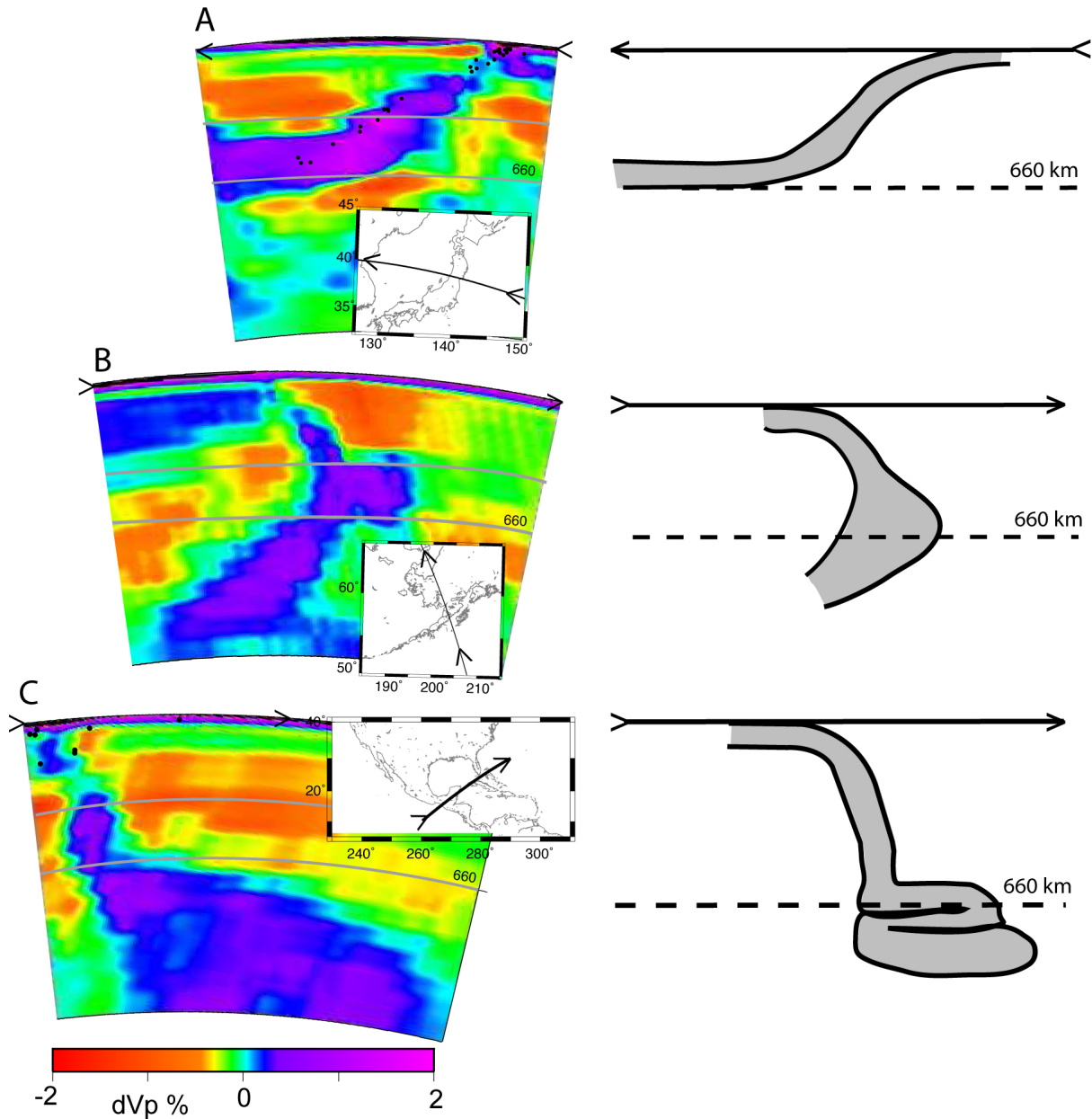
- dans un premier temps, j'ai décrit le comportement d'une plaque rigide et d'une plaque isovisqueuse en chute libre dans un fluide visqueux à l'aide de modèles analogiques et numériques. Les résultats de ces premières investigations ont montré qu'une plaque déformable tend vers une forme spécifique et « idéale » : une forme en *méduse* ;
- dans un deuxième temps, j'ai exploré, dans le détail, principalement par la modélisation numérique, la dynamique de la formation de ces méduses en partant de l'hypothèse que la lithosphère est probablement peu visqueuse (comme les résultats du précédent chapitre le montrent) ;
- dans un troisième temps, la confrontation des résultats des modèles aux données de tomographie sismique m'a permis d'apporter non seulement de nouvelles contraintes sur les propriétés rhéologiques de la lithosphère, mais aussi sur celles de la transition entre le manteau supérieur et le manteau inférieur. En effet, les résultats de mes calculs démontrent que (1) la lithosphère a sans doute une viscosité 1 à 100 fois plus élevée que celle du manteau environnant et, (2) elle rencontre, au niveau de la discontinuité à 660 km, un saut de densité et/ou de viscosité très faible permettant la pénétration de la lithosphère dans le manteau inférieur.

### **3.1 Interactions entre une plaque fine en chute libre dans un fluide visqueux :**

#### ***Apport de la modélisation analogique***

Les modèles analogiques de subduction sont souvent basés sur une géométrie simplifiée dans laquelle une plaque est posée sur un fluide visqueux (Faccenna et al., 2001b; Funiello et al., 2003a; Schellart, 2004). Cette configuration met non seulement en évidence





**Figure 3.1: Comportement de la lithosphère à proximité de la discontinuité à 660 km.**

Trois comportements différents de la lithosphère à proximité de l'interface entre le manteau supérieur et le manteau inférieur associés à trois zones de subduction différentes, (A) le Japon, (B) l'ouest Alaska et (C) Amérique Centrale. Chaque profil vertical de tomographie sismique (d'après les données de Li et al. (2008)) est associé à une interprétation en accord avec les modèles de subduction (Schellart, 2005; Giuseppe et al., 2008) .

#### **Lithosphere behavior near the 660 km discontinuity**

Three different slab behaviors near discontinuity between upper and lower mantle illustrated by three different subduction zones, (A) Japan, (B) West Alaska and (C) Central America. Each seismic tomographic cross section (from Li et al. (2008)) is associated with an interpretation based on results from analog with subduction models (Schellart, 2005; Giuseppe et al., 2008).

la principale force motrice de la subduction, le *slab pull*, mais aussi l'ensemble des forces résistantes au mouvement décrites dans le chapitre 1 (Forsyth & Uyeda, 1975; Becker & O'Connell, 2001; Conrad & Lithgow-Bertelloni, 2002). Dans de tels modèles, il est difficile d'individualiser les forces résistantes liées au pliage de la plaque et résistantes cisailantes liées à la dérive de la plaque en surface, de la force due à l'interaction entre le panneau plongeant et le manteau avoisinant (*drag force*). Afin de se concentrer uniquement sur l'interaction entre la lithosphère immergée et le manteau avoisinant, je me suis intéressée à la chute libre d'une plaque fine initialement plongée dans un milieu visqueux à très faible nombre de Reynolds ( $Re$  tend vers 0). Je me suis interrogée sur la trajectoire de cet objet, sa vitesse de chute et sa déformation (changement de forme). J'ai également analysé le flux engendré par la chute de l'objet dans le milieu visqueux et les paramètres qui contrôlent ce flux.

La chute libre d'une lithosphère en subduction dans le manteau terrestre entraîne en profondeur un écoulement du manteau environnant (c'est-à-dire un flux mantellique).

La solution exacte de ce problème est connue pour une sphère rigide immergée dans un milieu infini : c'est la formule de *Stokes*. Des expériences (Landau & Lifchitz, 1967) ont aussi montré qu'un bâtonnet, possédant une symétrie de révolution autour de son grand axe, chute en conservant l'angle qu'il faisait au départ avec la verticale. Ce résultat provient du fait que, par symétrie, le fluide n'exerce aucun couple sur le bâtonnet (Landau & Lifchitz, 1967). Pour des objets présentant des symétries planes perpendiculaires (comme le parallélépipède), la solution exacte est seulement connue pour le cas de la translation d'un ellipsoïde (Happel & Brenner, 1983). La solution analytique n'étant pas connue pour une plaque quelconque et déformable, j'ai donc élaboré un modèle analogique afin d'en approcher la solution. J'ai mené deux types d'expériences : avec une plaque rigide d'une part et avec une plaque déformable d'autre part. Ces expériences ont été reproduites numériquement avec le code DOUAR.

### **Expériences analogiques - Protocole expérimental :**

*expériences menées en collaboration avec Djordje Grujic dans le laboratoire de modélisation analogique de Dalhousie University.*

Onze expériences ont été menées afin de tester une large gamme de paramètres tels que la forme de l'objet, l'angle initial de chute de ce dernier, le rapport de viscosité et le

contraste de densité existant entre l'objet et le fluide environnant (tab. 3.1). Les seules forces présentes dans mes expériences sont la gravité et la force de résistance visqueuse (*drag force*). Suivant la densité de l'objet, ce dernier tombe plus ou moins vite. Cependant, la vitesse de chute n'influence pas la déformation de la plaque, car les expériences ont été conduites en milieu newtonien, c'est-à-dire un milieu dans lequel les contraintes sont proportionnellement linéaires aux taux de déformation. Ainsi un objet qui chute deux fois plus vite (car deux fois plus dense) sera soumis à des contraintes deux fois plus importantes. À la même profondeur, il en résultera le même taux de déformation.

	Exp.	Dimension (w x l x h cm)	Rheology	Viscosity $\mu$ (Pa.s)	Viscosity ratio $\mu_p/\mu_m$	Density $\rho$ (kg.m <sup>-3</sup> )	Buoyancy $\Delta\rho$ (kg.m <sup>-3</sup> )	Initial dip $\alpha$ (degrees)	Reynolds number Re
Fluid	-	40x40x40	viscous	$6 \cdot 10^4$	-	990	-	-	-
Plate	1	7 x 5 x 0.3	rigid (aluminum)	$\infty$	$\infty$	2660	1670	60	$\sim 10^{-5}$
	2	7 x 5 x 0.3	rigid (aluminum)	$\infty$	$\infty$	2660	1670	45	$\sim 10^{-5}$
	3	7 x 5 x 0.3	rigid (aluminum)	$\infty$	$\infty$	2660	1670	20	$\sim 10^{-5}$
	4	7 x 5 x 0.3	rigid (aluminum)	$\infty$	$\infty$	2660	1670	0	$\sim 10^{-5}$
	5	4 x 4 x 0.5	rigid (aluminum)	$\infty$	$\infty$	2660	1670	45	$\sim 10^{-5}$
	6	7 x 3 x 1	rigid (aluminum)	$\infty$	$\infty$	2660	1670	45	$\sim 10^{-5}$
	7	7 x 3 x 0.3	rigid (aluminum)	$\infty$	$\infty$	2660	1670	45	$\sim 10^{-5}$
	8	7 x 5 x 0.3	rigid (plastic PVC)	$\infty$	$\infty$	1370	380	45	$\sim 10^{-7}$
		7 x 5 x 0.3	viscous						$\sim 10^{-8}$
	10		(salt plasticine)	$10^6$	$10^2$	1400	410	45	
		7 x 5 x 0.3	isoviscous						$\sim 10^{-7}$
	11		(silicone)	$10^4$	1	1400	410	45	
Sphere	9	(radius) 3	rigid (plasticine)	$\infty$	$\infty$	3240	2250		$\sim 10^{-4}$

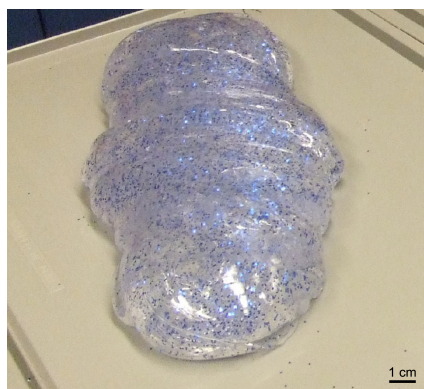
TABLE 3.1: **Tableau des paramètres des expériences.****Experiment parameters table*****Le fluide***

Les expériences analogiques ont été effectuées dans une boîte en plexiglas de dimensions 40x40x40 cm. La boîte a été remplie par 64 litres de silicone élastomère PDMS (polydimethylsiloxane) produit par Dow Corning (nom de production SGM-36). Les modèles ont été réalisés en conservant une température ambiante constante dans le laboratoire, la silicone n'étant pas sensible à de très faibles variations de température (Weijermars & Schmeling, 1986).

Ce fluide a été choisi pour sa densité faible (0.99 g.cm<sup>3</sup>), mais aussi pour sa viscosité relativement élevée (de l'ordre de  $10^4$  Pa.s). Ces propriétés ont permis d'avoir un fluide à nombre de Reynolds faible, variant entre  $10^{-6}$  et  $10^{-7}$  selon la densité de plaque choisie.

La silicone PDMS est un fluide à rhéologie visco-élastique (cf. chapitre 1). Pour des vitesses de déformations faibles (comme cela a été le cas dans mes expériences), le fluide a donc un comportement purement visqueux à très faible nombre de Reynolds (les forces d'inerties étant négligeables) (Weijermars & Schmeling, 1986).

Pour pouvoir enregistrer le champ de déformation du fluide, j'ai mélangé de petites particules bleues à la silicone (fig. 3.2). Ces particules sont statiques dans le fluide, elles ne changent ni de position ni de direction par rapport au fluide durant le temps des expériences.



---

**Figure 3.2: Silicone mélangée aux particules fines.**

**Thin particles mixed with silicone putty.** When fluid is at rest, particles do not move.

### ***La plaque***

Pour modéliser une plaque en chute libre dans le fluide visqueux (fig. 3.3), j'ai d'abord utilisé des matériaux rigides comme une plaque en aluminium (de densité  $2700 \text{ kg.m}^{-3}$ ) et une plaque en matière plastique PVC (de densité  $1370 \text{ kg.m}^{-3}$ ).

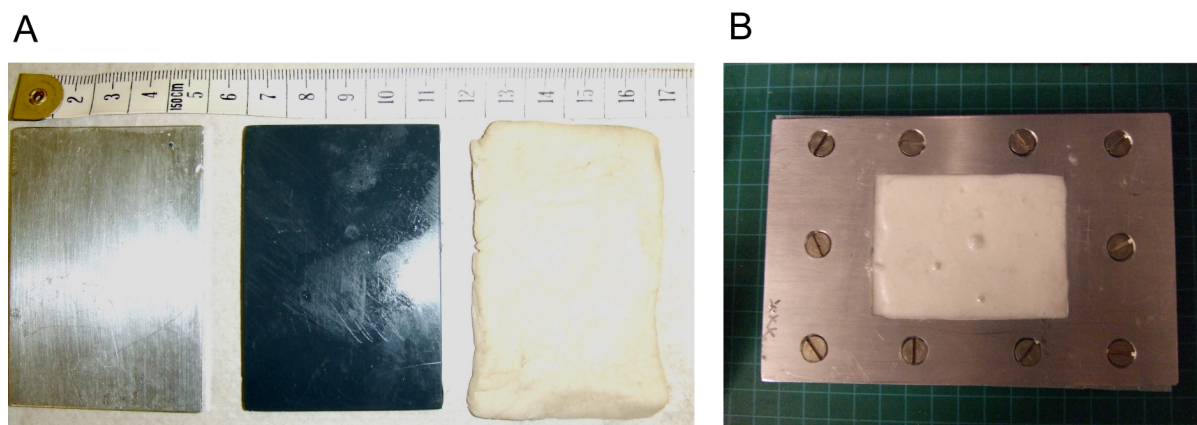
Dans un deuxième temps, j'ai procédé à des expériences en utilisant deux types de matériaux déformables :

- le premier est une plaque issue d'un mélange à base de silicone rendu plus dense par de la poudre de sodium de polytungstate (Sil+sp). La plaque est donc de la même viscosité que le fluide ;
- le second est une plaque en pâte à sel (*salt plasticine*) (PD) fabriquée avec de la farine, de l'eau et du sel.

Les deux plaques ainsi obtenues ont une flottabilité négative (de densité similaire à la plaque en plastique PVC) permettant ainsi leur chute libre. Elles ont aussi des viscosités

différentes.

De manière à éviter les effets de bord qui pourraient influencer la dynamique du système



**Figure 3.3: Plaques fines utilisées pour les expériences.**

(A) de gauche à droite : plaque en aluminium, PVC et en pâte à sel (PD). (B) plaque moulée en silicone mélangée à de la poudre de sodium polytungstate (sil+sp).

#### Thin plates

(A) From left to right : plate in aluminium, plastic PVC and salt plasticine (PD). (B) Molded plate in silicone mixed with sodium polytungstate powder (Sil+sp)

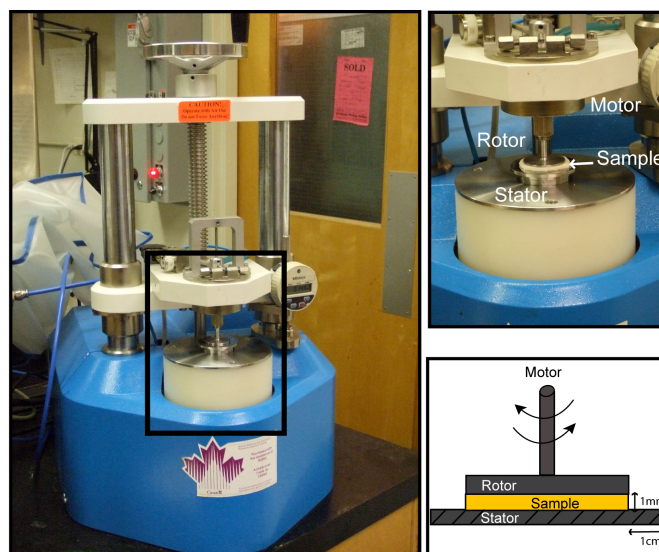
(*Paradoxe de Stokes*<sup>1</sup>), j'ai volontairement choisi une configuration nous permettant de modéliser un environnement quasi infini, c'est-à-dire que la plaque est nettement plus petite ( $\sim 1/10$ ) que la boîte en Plexiglas contenant le fluide visqueux.

**Rhéologie de la plaque déformable** Pour mieux contraindre la rhéologie des matériaux utilisés dans la fabrication des deux plaques déformables (silicone+sodium de polytungstate (Sil+sp) et pâte à sel (PD)), il a été effectué un test oscillatoire (*oscillatory test*) et un test en cisaillement simple (*shear rate test*) afin de sonder les propriétés visco-élastiques des matériaux.

Ces tests ont été effectués à l'aide d'un rhéomètre type Bohlin-VOR en configuration plan-plan (fig. 3.4). L'intérêt du rhéomètre est qu'il est possible de contrôler et de faire varier quantitativement les conditions de cisaillement mises en oeuvre (valeur de la contrainte, de la déformation ou de la vitesse de cisaillement), de façon absolue, c'est-à-dire indépendamment de la géométrie utilisée et des propriétés rhéologiques de l'échantillon.

Dans le cas d'un test oscillatoire, l'échantillon est cisailé entre deux surfaces solides,

1. La translation d'un cylindre infini dans un fluide à nombre de Reynolds tendant vers 0 induit une perturbation du fluide autour du cylindre qui se ressent à l'infini, c'est-à-dire que la solution de l'équation de Stokes ne peut satisfaire des conditions imposées par un domaine fini.



**Figure 3.4: Rhéomètre type Bohlin-VOR en configuration plan-plan.**

Dans le cas du test oscillatoire, l'échantillon est placé entre le *rotor* et le «stator». Pour déformer l'échantillon, le *motor* oscille et met en mouvement le *rotor*. Comme son nom l'indique, le *stator* est fixe.

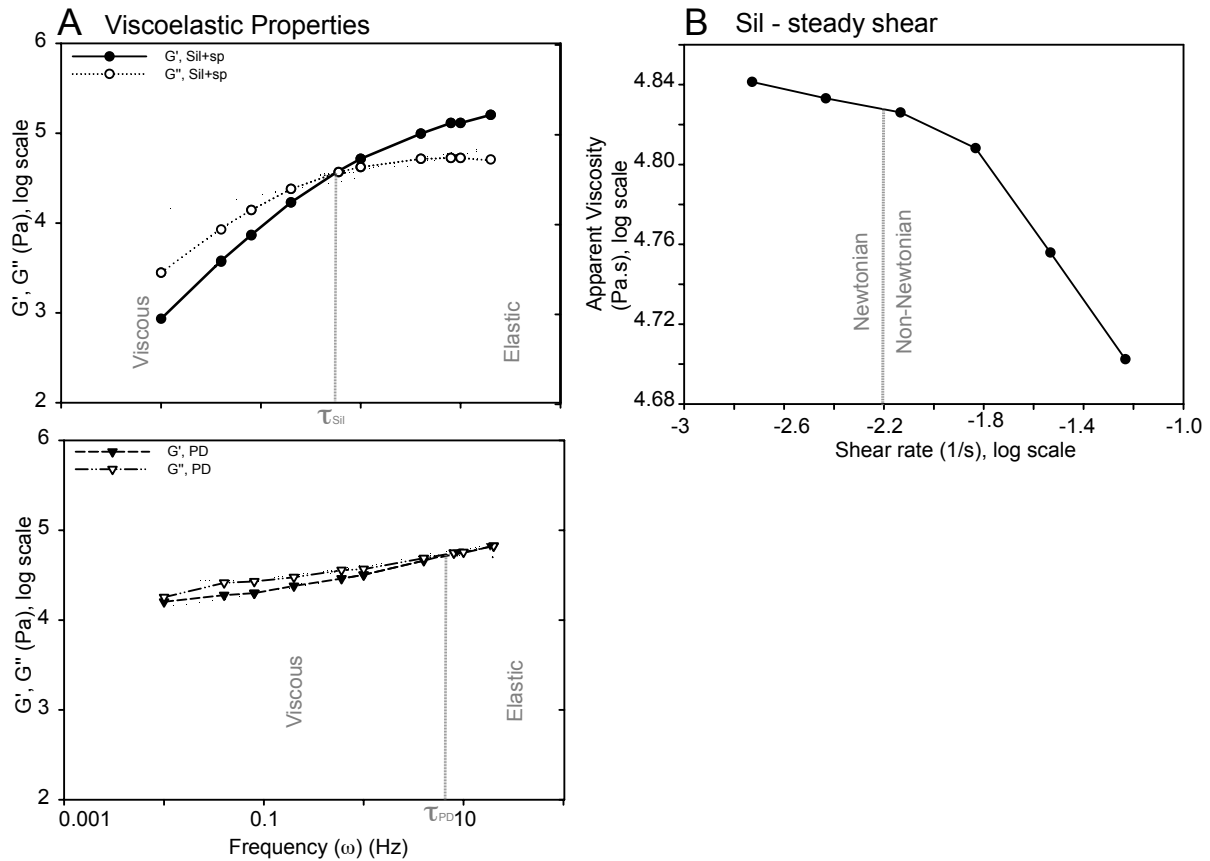
**Bohlin-Vor type rheometer in parallel plate configuration.**

Oscillatory tests are used to examine the visco-elastic behavior of silicone mixed with sodium polytungstate powder (Sil+sp) and salt plasticine (PD). Material is placed between the rotor (moving) and the stator (fixed). The sample is subjected to an increasing oscillatory frequency ( $\omega$ ) ( $10^{-3} - 10^3$  Hz) while temperature is kept constant.

l'une immobile (appelée le *stator*), l'autre en rotation sur son axe (appelée le *rotor*). La gamme de fréquence utilisée est comprise entre 0.01 et 20 Hz. On en ressort les deux grandeurs fondamentales de la rhéologie dynamique que sont :

1. le module de conservation  $G'$  donnant la partie de la contrainte en phase avec la déformation (c'est-à-dire la réponse élastique) ;
2. le module de perte correspondant à la réponse visqueuse  $G''$ .

Ces modules ont la dimension d'une contrainte (Pa) et dépendent fortement de la fréquence de cisaillement. Le graphe (fig. 3.5 A) illustre cette propriété essentielle et caractéristique d'un polymère : il représente l'évolution de  $G'$  et  $G''$  pour la silicone (rond) et pour la pâte à sel (triangle). Ainsi un polymère est plus visqueux qu'élastique à faible fréquence (c'est-à-dire à une fréquence inférieure à la fréquence de croisement) et plus élastique que visqueux à la fréquence élevée (c'est-à-dire à une fréquence supérieure à la fréquence de croisement). Les résultats confirment que les deux matériaux déformables utilisés dans les expériences (la silicone et la pâte à sel) ont bien un comportement visco-élastique. Pour l'échantillon en pâte à sel, toute la gamme de fréquence testée est dans la

**Figure 3.5: Profils rhéologiques**

(A) Courbes des modules de conservation  $G'$  (plein) et de perte  $G''$  (vide) en fonction de la fréquence  $\omega$  pour les deux matériaux, la silicone mélangée à la poudre de sodium de polytungstate (Sil+sp) et la pâte à sel (PD).  $\tau$  correspond au temps de relaxation de Maxwell (voir chapitre 1). (B) Viscosité apparente en fonction du taux de cisaillement à vitesse de cisaillement constante. (voir texte pour la description du comportement)

### Rheological profiles

(A) Typical rheological properties of the two viscoelastic materials, silicone mixed with sodium polytungstate powder (Sil+sp) (circle) and salt plasticine (PD) (triangle). At low frequency (viscous behavior)  $\log G'(\omega)$  (filled symbols) and  $\log G''(\omega)$  (open symbols) increase with slope. In this range the loss modulus  $G''$  is always larger than the storage modulus  $G'$ . At high frequency (elastic behavior)  $G'(\omega)$  reaches a constant plateau value and  $G''(\omega)$  decreases with a negative slope. The storage modulus is always larger than the loss modulus. At intermediate frequencies (viscoelastic behavior)  $G'$  and  $G''$  are of the same order of magnitude. The point where  $G''(\omega)$  reaches its maximum and  $G'$  and  $G''$  intersect determines the Maxwell relaxation time,  $\tau$ , of the system (see chapter 1). (B) Viscosity curves obtained with shear test. At low shear rate ( $< -2.2 \text{ s}^{-1}$ ), the plateau indicates a Newtonian fluid.



région à comportement visqueux. Les échantillons sont sensiblement différents, la pâte à sel étant très peu sensible au changement de fréquences (fig. 3.5 A).

Le test de cisaillement simple (fig. 3.5 B) consiste à imposer une gamme de taux de déformation cisailante comprise entre  $10^{-3}$  et  $10^{-2} \text{ s}^{-1}$  à l'échantillon en silicone+poudre de sodium de polytungstate. Ce test n'a pu être effectué sur la pâte à sel en raison des grains de sel dans la pâte qui étaient trop gros (de l'ordre du  $\mu\text{m}$ ), ne permettant pas un cisaillement simple homogène.

La méthode permet la reproduction d'un écoulement stationnaire. La figure (3.5 B) représente la contrainte et la viscosité mesurées en régime stationnaire en fonction du taux de cisaillement. L'analyse a montré que, pour un faible taux de déformation, un plateau newtonien caractérisé par une viscosité constante existe, suggérant ainsi un fluide idéal visqueux. Au delà, une augmentation du taux de cisaillement induit clairement un comportement en loi de puissance (comportement non linéaire) (cf chapitre 1) probablement dû à l'ajout de poudre de sodium de polytungstate.

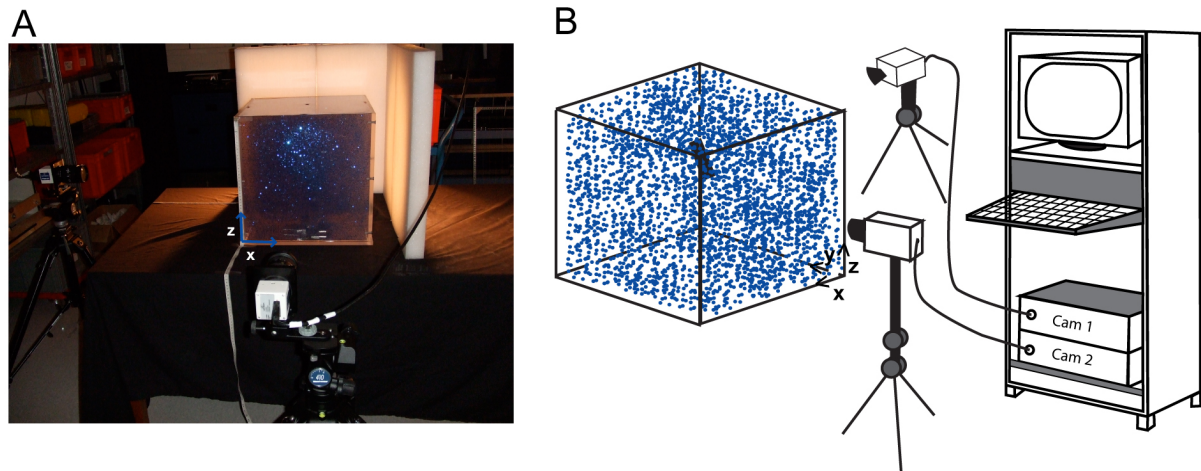
La silicone et la pâte à sel sont donc deux matériaux visco-élastiques, qui peuvent donc être considérés comme quasi newtonien au taux de déformation appliqués en laboratoire. En effet, la composante élastique de la silicone PDMS est négligeable pour les taux de déformation appliqués dans les modèles que j'ai développé (Weijermars, 1986). L'échelle de temps de ces derniers (d'une durée de 2 à 3 jours) est largement supérieure au temps de relaxation de Maxwell,  $\tau$ , (cf. chapitre 1) (Weijermars, 1986). Il est donc tout à fait acceptable d'utiliser ces deux matériaux pour modéliser un comportement ductile de la lithosphère.

### ***Méthode d'enregistrement***

Pour identifier le champ de vitesse à l'intérieur du fluide induit par le mouvement des plaques, j'ai utilisé une méthode de visualisation en deux dimensions à haute résolution par image optique : le PIV (Adam et al., 2005) . La vélocimétrie par images de particules (communément appelée PIV, *Particle Image Velocimetry*) est une méthode optique non intrusive permettant de mesurer la vitesse de particules entraînées par un écoulement à partir de deux photos successives prises à un très court intervalle de temps. Elle permet la mesure de l'ensemble du champ de vitesse en prenant deux images successives et calcule ainsi la distance entre les particules en fonction du temps. Connaissant alors l'intervalle de temps et la distance, il est possible de calculer des cartes de vitesses par post-traitement. Dans le cadre des expériences que j'ai menées, les particules étaient éclairées par deux



lampes halogènes d'une puissance de 500 Watts. Pour permettre une isolation thermique, les lampes éclairaient la boîte à travers deux plaques de plastique polystyrène épaisses de 10 cm (fig. 3.6).



**Figure 3.6: Protocole expérimental d'enregistrement**

Les expériences analogiques ont été effectuées dans une boîte cubique en plexiglas de dimensions 40x40x40 cm. La plaque lithosphérique est assimilée à une plaque rigide (aluminium ou PVC) et à une plaque déformable (silicone avec de la poudre de polytungstate ou en pâte à modeler) immergée dans le fluide visqueux avec un angle imposé au début de l'expérience. La boîte est remplie de silicone PDMS considéré comme un fluide visqueux représentatif du manteau. Il obéit au loi de Stokes dans le cas de mes manipulations en raison du temps de relaxation de Maxwell  $\tau$  élevé (Weijermars, 1986). Le système d'enregistrement utilisé est le PIV (Particules Images Velocimetry) qui enregistre une image par minute. La boîte est illuminée par des lampes halogènes. Pour éviter une augmentation de la température, des plaques en polystyrène (de 100 mm d'épaisseur) ont été positionnées juste devant les faces illuminées.

#### Experimental set up

The system setup in a cubic Plexiglas tank (40 cm high, long and wide). The lithospheric slab is simulated using rigid (aluminium or Plastic PVC) and deformable plates (silicone mixed with sodium polytungstate powder and salt plasticine) immersed at an imposed angle in the viscous mantle simulated using silicone PDMS. Silicone PDMS is a viscoelastic material. For the applied low strain rate, the silicone putty obeys a Newtonian fluid (creeping) law where deviatoric stress increases linearly with strain rate (Weijermars, 1986). The monitoring system is PIV (Particules Images Velocimetry) that records an image every minute. The box is illuminated by a halogen lamp. To avoid temperature increases, Polystyren plate (100 mm thick) is positioned in front of the illuminated face.

#### Mise à l'échelle ou Scaling

Le dimensionnement des expériences est nécessaire en modélisation analogique. Il consiste en la mise à l'échelle des propriétés des matériaux utilisés ou encore appelé le *Scaling*

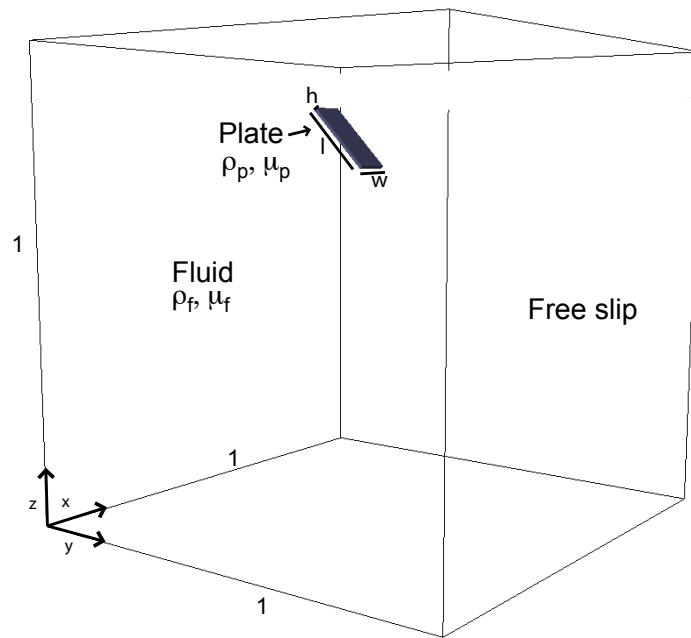
(Weijermars, 1986; Davy & Cobbold, 1991). Dans mes modèles, j'ai considéré le manteau comme un fluide quasi infini (ce qui est, bien évidemment, non réaliste) dans les trois directions de l'espace  $(x,y,z)$  pour ainsi modéliser une lithosphère (plaque) tombant dans un fluide infini pour inhiber les effets de bord.

Un *scaling* a été réalisé pour les propriétés physiques des matériaux utilisés. La lithosphère a été simulée par l'utilisation d'une plaque en silicone rendue plus dense avec de la poudre de sodium de polytungstate ou bien une plaque en pâte à sel, qui ont, pour l'échelle de temps considérée dans mes expériences, un comportement visqueux newtonien. Le choix d'une rhéologie visqueuse qui est largement utilisée pour modéliser la lithosphère océanique, est une approximation basée sur l'hypothèse que la lithosphère se comporte comme un fluide visqueux à l'échelle des temps géologiques (Tao & O'Connell, 1993; Becker et al., 1999; Faccenna et al., 2001b; Schellart, 2004). J'ai donc considéré, dans mes modèles, un rapport de viscosité entre la lithosphère subduite et le manteau asthénosphérique variant entre 1 et l'infini.

La densité des différents matériaux est aussi un paramètre important, puisque la flottabilité de la plaque plongeante est un des moteurs principaux du processus de subduction (Forsyth & Uyeda, 1975). Dans mes modèles, la différence de masse volumique entre le matériau représentant la lithosphère océanique et celui représentant le manteau varie entre  $410 \text{ kg.cm}^{-3}$  (pour les plaques déformables et la plaque PVC) et  $1670 \text{ kg.cm}^{-3}$  (pour la plaque en aluminium) (cf. tab. 3.1). Le critère de similarité de la densité n'est donc pas respecté car le contraste de densité pour une lithosphère océanique d'âge moyen est d'environ  $80 \text{ kg.m}^{-3}$  (Cloos, 1993). Cela n'a pas vraiment d'importance car le nombre de Reynolds reste très faible (tab. 3.1), même en utilisant une flottabilité négative élevée. De plus, comme déjà notifié plus haut, la déformation n'est pas affectée par le rapport de densité, seule la vitesse de déformation l'est.

## Expériences numériques

Les expériences 1 et 11 ont été reproduites numériquement avec le code DOUAR. Le *Setup* utilisé pour ces expériences est identique à celui du modèle analogique (fig. 3.7). Les valeurs des paramètres de longueur, de densité et de viscosité sont respectées (tab. 3.2).



**Figure 3.7: Set up des expériences numériques.**

Il a été reproduit les mêmes expériences analogiques à l'aide du code numérique 3D DOUAR (Braun et al., 2008) en conservant le *setup* identique.  $h, w, l$  sont respectivement l'épaisseur, la largeur et la longueur de la plaque.  $\rho_s, \rho_f, \mu_s, \mu_f$  sont respectivement les densités de la plaque et du fluide et les viscosités de la plaque et du fluide. La longueur de la boîte est unitaire. Les expériences sont adimensionnées

#### Numerical experiments set up

I reproduce the analogue models with 3D numerical code DOUAR (Braun et al., 2008) using the same analog experiment setup.  $h, w, l$  are plate thickness, width and length respectively.  $\rho_s, \rho_f, \mu_s, \mu_f$  are plate and fluid densities and viscosities. I use a unit box. I processed adimension experiment.

Exp.	Dimension (w x l x h)	Rheology	Viscosity $\mu$ (Pa.s)	Density $\rho$	Initial dip $\alpha$ (degrees)	Reynolds number Re
Fluid	1 x 1 x 1	viscous	1	0.1	-	-
1 <sub>num</sub>	0.125 x 0.0075 x 0.175	rigid	$10^6$	0.272	45	0
Plate	0.125 x 0.0075 x 0.175	viscous	$10^2$	0.272	45	0
11 <sub>num</sub>	0.125 x 0.0075 x 0.175	isoviscous	1	0.272	45	0

**TABLE 3.2: Tables des paramètres des expériences numériques.**

Numerical experiments paramters table

## Résultats

Dans cette partie, seuls des résultats expérimentaux préliminaires seront présentés. Les résultats de la modélisation analogique ont été associés à ceux de la modélisation numérique afin d'une part, de calibrer et d'autre part, de valider le code numérique.

### *Cas d'une plaque rigide*

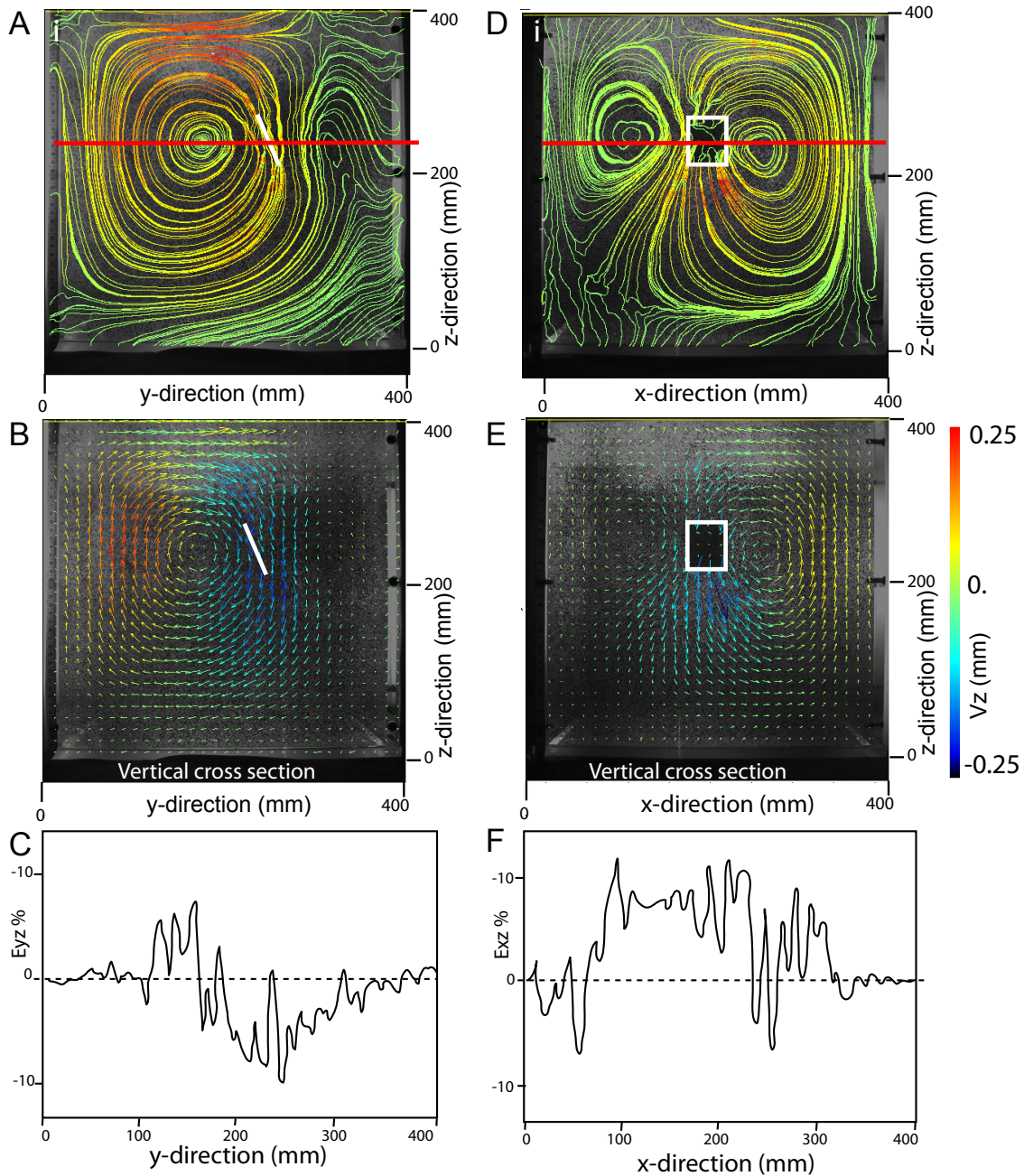
Les figures 3.8 et 3.9 présentent respectivement les modèles analogique et numérique de l'expérience 1. Au cours de cette dernière, la plaque plonge dans le fluide visqueux en gardant approximativement le pendage imposé au début de l'expérience (c'est-à-dire  $45^\circ$ ). La plaque, lors de sa descente, a tendance à avancer vers les parois de l'aquarium.

Les deux modèles présentent une cellule de convection de chaque côté de la plaque (direction yz et xz) (fig 3.8 A et B et 3.9 A et B). Le modèle numérique permet d'imager une section horizontale du fluide (parallèle à la surface) (fig. 3.9 C). Cette section montre que le fluide plonge selon la direction de la plaque. Nous n'observons pas de flux qui contourne la plaque (flux toroïdal) certainement à cause de la faible résolution. À proximité de la plaque rigide, le fluide est en extension (on observe une composante extensive comme c'est le cas sur la figure 3.8 C et F, indiquant que la déformation du fluide à proximité de la plaque est maximale.

### *Cas particulier d'une plaque déformable visqueuse et isovisqueuse*

Les expériences analogiques (Exp 10bis et Exp. 11bis), présentées dans la figure 3.10, correspondent respectivement à l'expérience 10 et 11, reproduites dans une boîte de dimension 40 cm de haut, 20 cm de large et de long, légèrement différente de celle décrite plus haut. Cette boîte a été remplie avec de la silicone PDMS sans particules bleues afin de pouvoir identifier le changement de forme de la plaque. Lors de la chute de la plaque déformable (Exp. 10 et Exp. 10bis), et de la plaque isovisqueuse (Exp. 11 et Exp. 11bis) la plaque ne garde pas sa position initiale. La plaque en pâte à sel a tendance à s'horizontaliser tout en se repliant sur elle même en voulant former une boule (fig. 3.10 A, B et C).

La plaque isovisqueuse, quant à elle, se transforme en une forme spécifique (la forme obtenue est complètement différente de la forme initiale). La forme, obtenue à la fin de l'expérience, est caractérisée par une longue tige à laquelle est attachée une boule. De chaque côté de la tige, il se forme des *tentacules* qui s'allongent au cours de la descente de la plaque. Cette forme rappelle un panache mantellique inversé, avec un rapport de

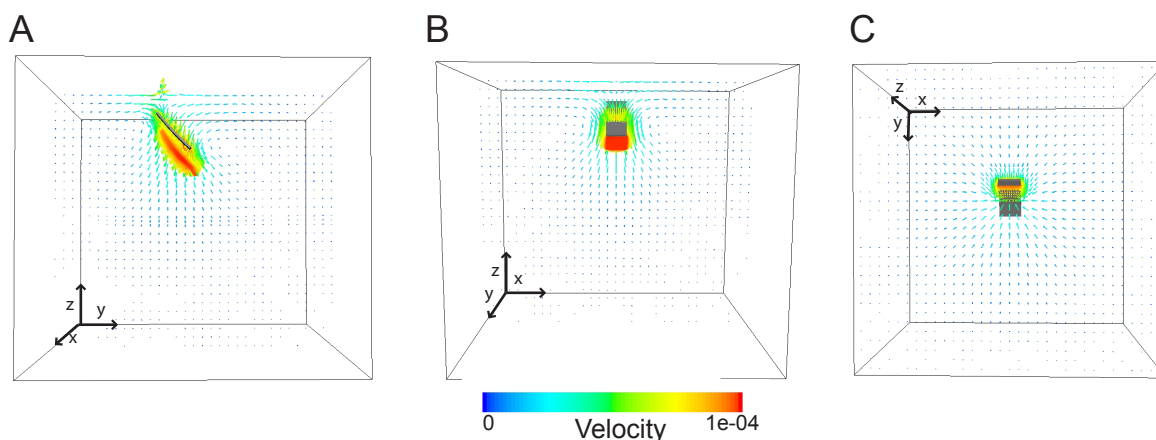


**Figure 3.8: Modèle analogique - Expérience 1.**

Visualisation de deux sections caractéristiques de l'expérience 1. A droite de la figure, Section verticale perpendiculaire à la largeur de la plaque (direction  $yz$ ) (A) des lignes de courants du flux, (B) la vitesse dans le fluide et (C) un profil (recoupant la plaque en son milieu) du champ de déformation (composante  $\varepsilon_{xy}$ ) (par convention : les valeurs positives représentent l'extension dans le fluide). A gauche de la figure, section verticale parallèle à la largeur de la plaque (direction  $xz$ ) (D) des lignes de courants du flux, (E) la vitesse dans le fluide et (F) un profil (recoupant la plaque en son milieu) du champ de déformation (composante  $\varepsilon_{xz}$ ). La plaque est à  $1/4$  de la boîte ( $\sim 0.75$ ).

#### Analogue model - Experiment 1.

Two vertical sections through the analog experiment. To the left, vertical section perpendicular to the trench ( $yz$ -direction) and to the right, vertical section parallel to the trench ( $xz$ -direction). For each section, I show (A and D) streamlines, (B and E) velocity, (C and F) Strain field ( $\varepsilon_{xy}$ ) (by convention : values  $>0$  correspond to extension). The plate is located at a depth equal to  $1/4$  of the box size ( $\sim 0.75$ ).



**Figure 3.9: Modèle numérique - Expérience 1.**

Visualisation du champ de vitesse dans le fluide selon  $y$  lorsque la plaque est située à  $1/4$  de la boîte ( $z=0.75$ ). (A) Section perpendiculaire à la largeur de la plaque (direction  $yz$ ). (B) Section parallèle à la largeur de la plaque (direction  $xz$ ). (C) section horizontale à  $z=0.8$ .

#### Numerical model - Experience 1.

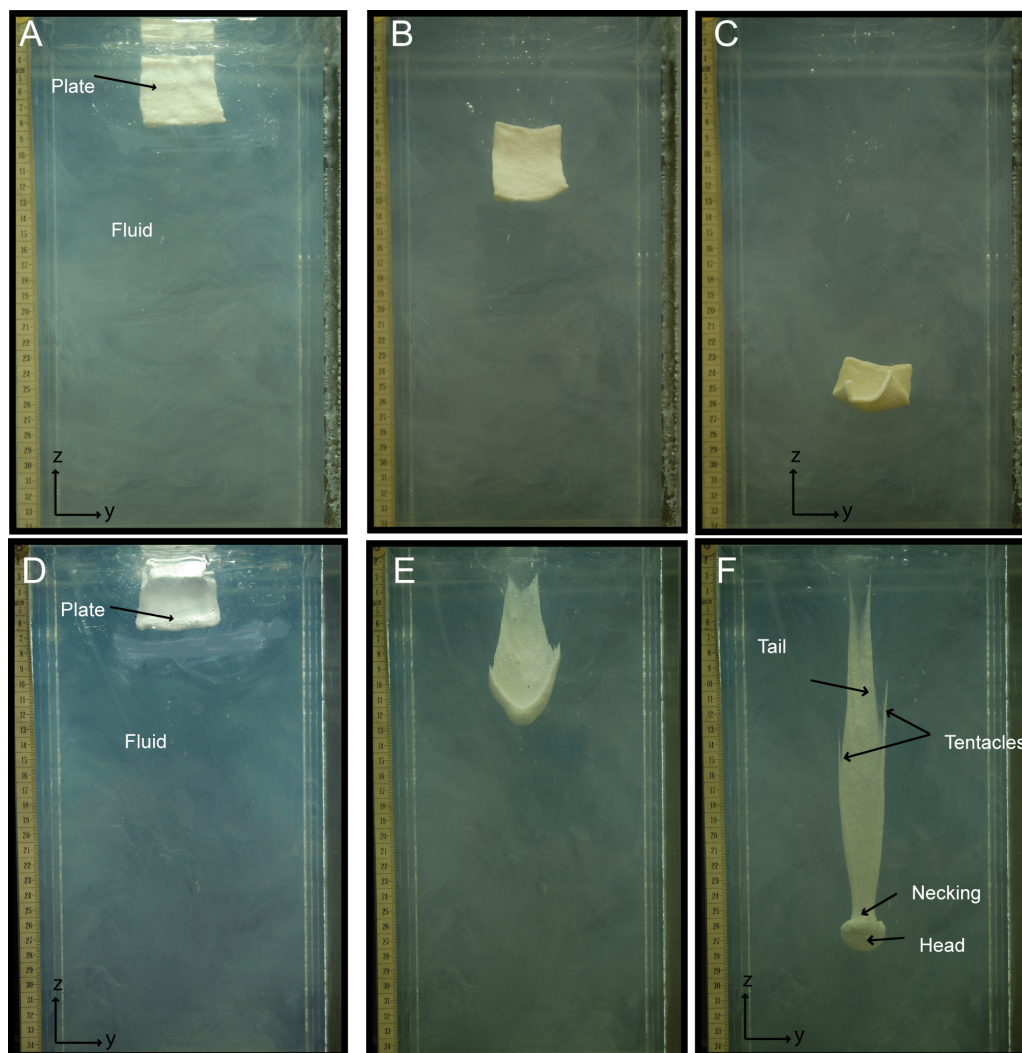
Velocity field in the fluid along  $y$ -direction when plate is located at  $z=0.75$ . (A) Vertical section perpendicular to the trench ( $yz$ -direction). (B) Vertical section parallel to the trench ( $xz$ -direction). (C) Horizontal section ( $xy$ -direction) at  $z=0.2$ .

viscosité également inversé (dans ce cas ci, le panache est plus visqueux que le fluide environnant)(fig. 3.10 D, E et F). J'ai nommé cette forme une méduse (*jellyfish*) à cause de sa ressemblance avec l'animal.

La figure 3.10 montre l'évolution du changement de la plaque en méduse. La plaque, dans un premier temps, subit un épaississement à sa base avant de faire apparaître un changement de courbure à son extrémité favorisant la formation d'une boule. La tige, quant à elle, s'amincit de plus en plus et connaît une courbure longitudinale (cf. chapitre 2) probablement favorisée par la verticalisation de la plaque lors de sa transformation ce qui induit certainement, au stade intermédiaire, un flux toroidal. La cellule de convection est, dans le cas des plaques déformables, d'amplitude moindre, laissant supposer que la plaque est partie intégrante de la convection dans le fluide.

Tout comme pour l'expérience 1, la chute d'une plaque déformante isovisqueuse a été reproduite numériquement à l'aide du code DOUAR (fig. 3.11). Les résultats obtenus sont similaires à ceux du modèle analogique.



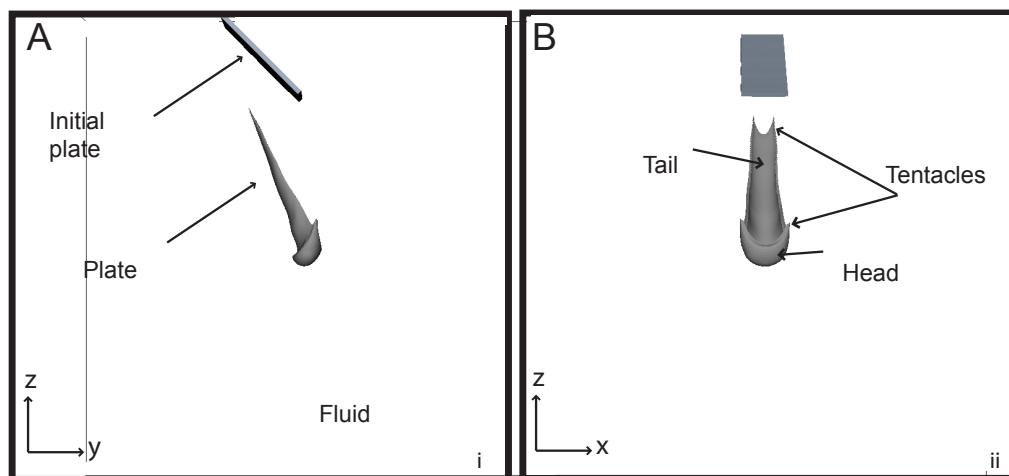


**Figure 3.10: Évolution d'une plaque visqueuse déformable (en haut) et isoviscueuse (en bas) plongeant dans un fluide visqueux.**

Modèle analogue - Exp. 10bis et Exp. 11bis. De gauche à droite, il est représenté trois étapes différentes de l'évolution de chute de la plaque : A et D sont le stade initial, B et E, le stade intermédiaire et C et F le stade final, moment où la plaque, pour les deux expériences, ne change plus de comportement. Il semble que la déformation soit stationnaire.

**Viscous (top) and Ioviscous (bottom) plate evolution during its sinking in a viscous fluid.**

Analogue model - Exp. 10 bis and 11bis. We present here results for a viscous (salt platicine) (top panels) and isoviscous (silicon + sodium polytungstate powder) (bottom panels) plate free falling in a viscous fluid (silicone PDMS) at three different steps in the evolution of the experiments. A and D is the initial configuration, B and E intermediary steps and C and F final step. Experiments are performed system in a rectangular Plexiglas tank (40 cm high, 20 cm long and wide). In the first case, the plate is more viscous. During its fall, the plate progressively takes the shape a ball by folding back on itself. In the isoviscous case, the viscosity ratio between the plate and the surrounding mantle is 1 ; the plate deforms to reach a specific shape that we named a *Jellyfish shape* . This morphology is characterized by a jellyfish head at the leading tip similar to a mushroom cap, a long tail or stem and one each side of the tail, two long tentacles. Just above the head a strong necking appears. In last step, the plate seems to reach a stationary form. The deforming plate induces a convection cell of low amplitude.



**Figure 3.11: Évolution d'une plaque isovisqueuse - expérience numérique**

Exp. 11. (A) Section verticale  $yz$  et (B) section verticale  $xz$  de la déformation de la plaque (changement de forme).

#### Isoviscous plate evolution during its sinking in a viscous fluid - Numerical model.

Exp. 11. (A) vertical sections in the  $yz$ -direction and (B) in the  $xz$ -direction illustrating the deformation of the plate. Plate displays the same behaviour as in the analog models. The comparaison between analog and numerical models allows to calibrate and validate results. The similarity of the results demonstrates that plate deformation is indeed governed by Stokes' law, used in the numerical code DOUAR (Braun et al., 2008).

## Discussion et Conclusions

Le flux engendré par la chute d'une plaque fine, rigide ou déformable, est une cellule en trois dimensions. Cette cellule est contrainte par les bords de la boîte. Dans le cas rigide, cette cellule possède une large longueur d'onde. Elle semble gouverner la trajectoire de la plaque dans le fluide visqueux. En effet dans un tel cas, la plaque et le mouvement du fluide sont faiblement couplés (Jaupart & Parsons, 1985), interprétation étayée par le fort champs de déformations à proximité de la plaque. La caractéristique principale de ce modèle est que la plaque ne change pas ou peu de pendage et à tendance à avancer dans le fluide. Elle semble décrire un mode en *Free falling*, mode adopté par la chute d'une plaque ou d'une allumette (Happel & Brenner, 1983).

Une plaque visqueuse montre un comportement différent. Lors de sa chute, la plaque se déforme en changeant de pendage afin de se replier sur elle même pour minimiser la surface d'application des contraintes visqueuses liées au mouvement de la plaque. Il semble que la plaque se déforme de telle sorte qu'elle acquiert une forme sphérique. Ce comportement est accentué dans le cas d'une plaque isovisqueuse qui, lors de sa descente, subit



un changement de forme, complètement différent de la forme initiale.

La similitude des résultats obtenus par les deux types de modélisation (analogique et numérique) montre que la déformation d'une plaque visqueuse, lors de sa chute libre dans un fluide visqueux, est contrôlée par les lois de Stokes sur lesquelles le modèle numérique est basé.

Dans le cas particulier d'une plaque très faiblement visqueuse, la forme obtenue semble être une forme d'équilibre spécifique. La forme, rappelant celle d'une *méduse*, se compose d'une tête épaissie dont la forme semble devenir stationnaire dès lors qu'elle a atteint une forme de boule, suivie d'une queue en extension de plus en plus importante rattachée à la surface, laissant penser que la boule souhaite se détacher de la tige grâce à la formation d'un étranglement juste au dessus de la tête de la méduse. Cette forme correspond probablement à la forme unique de chute d'une plaque déformable.

De plus, la déformation de la plaque engendre une cellule convective associée de faible amplitude, suggérant alors une forte interaction / couplage entre la plaque et le fluide avoisinant (Hager et al., 1983).

Cette étude a permis de confronter les deux approches (analogique et numérique) afin de mieux appréhender le devenir d'une plaque fine en chute libre dans un milieu visqueux. Ce phénomène peut être grossièrement assimilable à celui de la chute d'un panneau plongeant dans le manteau terrestre. Ainsi les expériences très simples, que j'ai menées, m'ont permis de mieux comprendre les processus physiques qui contrôlent la dynamique de l'interaction entre une lithosphère en subduction et le manteau. Ces expériences contribuent, ainsi, à une meilleure compréhension des processus géologiques qui en découlent.

Cependant, il reste des améliorations (principalement techniques) à apporter au modèle analogique afin de rendre les résultats pertinents, comme par exemple utiliser un laser pour éclairer seulement un plan dans le fluide, chose extrêmement délicate avec un fluide tel que la silicone qui réfléchit les rayons du laser.

Les travaux qui vont maintenant être décrits découlent de ces expériences, et ont eu pour but de produire des modèles numériques, mis à l'échelle, décrivant le devenir d'une plaque en subduction dans le manteau terrestre.

## 3.2 Déformation des plaques en subduction *Subducting slabs : Jellyfishes in the Earth's mantle* (Loiselet et al., G3 - submitted)

Dans le chapitre 2, j'ai montré qu'une rhéologie de la lithosphère en subduction de faible viscosité coïncide avec les observations (essentiellement les données sismiques et les images de tomographie sismique). Dans la première partie de ce chapitre, je montre qu'une plaque visqueuse en subduction subit une transformation qui tend vers une forme bien spécifique et unique qui rappelle la géométrie des slabs proposée par les images de tomographie sismique.

Pour effectuer l'étude sur l'évolution de la formation des *méduses*, j'ai procédé à une étude paramétrique en faisant varier la géométrie de la plaque (dimension et pendage), les rapports de viscosité entre la plaque et le manteau environnant ainsi que celui entre le manteau supérieur et le manteau inférieur, et les contrastes de densité entre la plaque et le manteau supérieur et celui entre le manteau supérieur et le manteau inférieur. J'ai donc utilisé le code numérique 3D à élément fini *DOUAR*. D'autres méthodes auraient pu être utilisées, comme par exemple des méthodes d'intégrales de contour (Pozrikidis, 1992) souvent utilisées par les physiciens pour ce type d'approche. Dans la littérature, les exemples les plus couramment étudiés sont des formes similaires mais où l'objet a une viscosité inférieure à celle du fluide environnant (comme par exemple les panaches) (Olson & Singer, 1985; Manga et al., 1993) contrairement aux slabs.

Les résultats montrent que le temps caractéristique de transformation en *méduse* d'une lithosphère dépend essentiellement du rapport de viscosité entre la plaque en subduction et le manteau environnant ainsi que de la dimension (largeur) de la plaque, mais en aucun cas le contraste de densité entre la plaque et le manteau environnant aura une influence (fig. 3.12).

Ces résultats peuvent être corrélés aux images de tomographie sismique qui montrent différentes géométries des slabs suivant les zones de subduction (Karason & Van der Hilst, 2001). L'anomalie de vitesse dans le manteau supérieur permet d'imager un slab plutôt aminci correspondant à un système extensif indiqué par les mécanismes au foyer (Isacks & Molnar, 1971) alors qu'en profondeur, notamment au milieu du manteau inférieur (entre 660 et 1400 km de profondeur), l'anomalie indique plutôt un épaissement et un épanchement de la lithosphère d'environ trois à quatre fois son épaisseur initiale (à la surface) (Ribe et al., 2007) en accord avec un domaine compressif suggéré par la sismicité (van der Hilst & Widiyantoro, 1997; Grand et al., 1997; Bijwaard et al., 1998; Karason & Van der

Hilst, 2001; Fukao et al., 2001; Li et al., 2008).

Cette géométrie a d'abord été interprétée par des études effectuées sur de la déformation du slab au niveau de la discontinuité à 660 km de profondeur et dans le manteau inférieur, comme un comportement du slab en *periodic buckling* (Guillou-Frottier et al., 1995; Ribe et al., 2007; Loubet et al., 2009; Behounkova & Cizkova, 2008). Ce processus se caractérise par l'empilement périodique de lithosphère selon des plis dont l'amplitude est étroitement liée avec les propriétés intrinsèques (l'épaisseur et la viscosité) de celle-ci (fig 3.1 C). Dans les modèles utilisés par ces auteurs, un fort rapport de viscosité entre la lithosphère et le manteau environnant est souvent adopté (entre  $10^2$  à  $10^6$ ) par les modélisateurs favorisant ce type de comportement de la lithosphère au contact d'une interface.

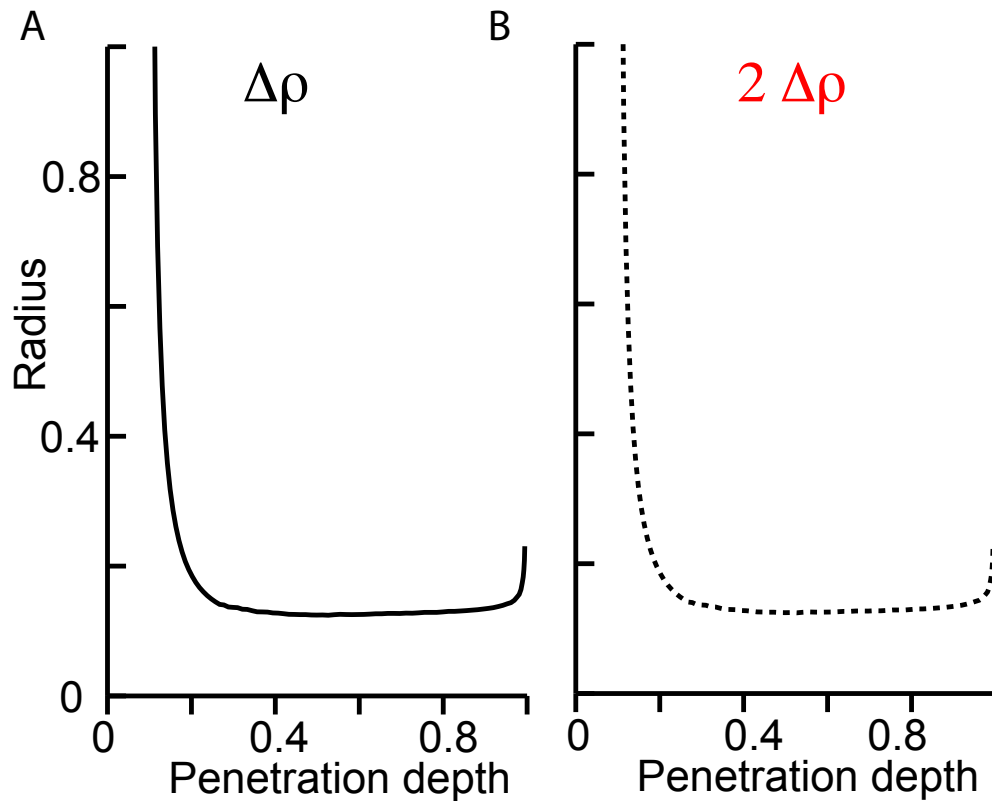
Au regard des résultats des modèles obtenus, la géométrie particulière des slabs que l'on retrouve au niveau des zones de subduction telles que Java, Hellénique, N-Kuril, ou bien encore en Amérique Centrale semble rappeler la forme que peut prendre une plaque : la forme en *méduse*.

Ce type de géométrie a été mis en évidence très tôt dans les travaux de Christensen & Yuen (1984) puis dans les travaux de thèse de Karason (2002). Ces recherches ont essentiellement permises de préciser la structure du manteau (1) en faisant varier les propriétés géochimique et minéralogique du slab en fonction de la profondeur (Christensen & Yuen, 1984) ou (2) en regardant uniquement l'influence du rapport de viscosité entre le manteau supérieur et le manteau inférieur sur la déformation et la vitesse d'une plaque en subduction de même viscosité que le manteau environnent (Karason, 2002).

La comparaison des prédictions de mes modèles avec les données de tomographie sismique suggère un rapport de viscosité entre le slab et le manteau supérieur qui ne serait excédé 100, résultat que je défend également dans le chapitre précédent. De plus, pour permettre la pénétration de la lithosphère dans le manteau inférieur, le rapport de viscosité entre le manteau supérieur et inférieur ainsi que le contraste de densité doit être faible, résultat en cohérence avec les données du géoïde (Moresi & Gurnis, 1996).

Cette étude apporte donc une contrainte sur la viscosité du panneau plongeant et par la même occasion sur la structure du manteau mais aussi une nouvelle interprétation sur les observations de la lithosphère en subduction.

L'article qui suit, soumis à *Geochemistry, Geophysics, Geosystem*, co-signé avec J. Braun, L. Husson, C. Le Calier de Veslud, C. Thieulot, P. Yamato et D. Grujic, synthétise ces résultats et s'intéresse au devenir de la lithosphère lorsque celle-ci rencontre la discontinuité à 660 km de profondeur.



**Figure 3.12: Evolution de la formation de la méduse en fonction du contraste de densité**

Rayon de courbure de la tête de la méduse en fonction de la profondeur de pénétration. La déformation, à une profondeur donnée, sera la même quelquesoit le contraste de densité. Dans le cas où le contraste de densité est multiplié par 2 (B) la chute de l'objet se fera 2 fois plus vite sans altérer le taux de déformation (résultat implicite à l'équation de *Stokes*).

#### **Evolution of the Jellyfish formation as a function of density contrast**

Radius of the jellyfish head curvature as a function of slab penetration depth. Jellyfish deformation is independent of the density contrast. If the density contrast is two more important, object will fall two more faster but deformation rate will not be changed : it is an implicit result from *Stokes equation*.

# Subducting slabs: jellyfishes in the Earth's mantle

**Christelle Loiselet**

Géosciences Rennes, Université de Rennes 1, UMR CNRS 6118, Rennes, France

Christelle.loiseletgirard@gmail.com

**Jean Braun**

Géosciences Rennes, Université de Rennes 1, UMR CNRS 6118, Rennes, France

*Now at* Laboratoire de Géodynamique des Chaînes Alpines, Université Joseph Fourier de  
Grenoble, Grenoble, France

Jean.Braun@bvra.ujf-grenoble.fr

**Laurent Husson**

Géosciences Rennes, Université de Rennes 1, UMR CNRS 6118, Rennes, France

and Laboratoire de Planétologie et Géodynamique de Nantes, CNRS UMR 6112, Nantes, France

laurent.husson@univ-rennes1.fr

**Christian Le Carlier de Veslud**

Géosciences Rennes, Université de Rennes 1, UMR CNRS 6118, Rennes, France

christian.le-carlier@univ-rennes1.fr

**Cedric Thieulot**

Department of Earth Sciences, Bergen University, Norway

cedric.thieulot@geo.uib.no

**Philippe Yamato**

Géosciences Rennes, Université de Rennes 1, UMR CNRS 6118, Rennes, France

philippe.yamato@univ-rennes1.fr

**Djordje Grujic**

Department of Earth Sciences, Dalhousie University, Halifax, Canada

dgrujic@dal.ca

## **Abstract**

The constantly improving resolution of geophysical data, seismic tomography and seismicity in particular, shows that the lithosphere does not subduct as a slab of uniform thickness but is rather thinned in the upper mantle and thickened around the transition zone between the upper and lower mantle. This observation has traditionally been interpreted as evidence for the buckling and piling of slabs at the boundary between the upper and lower mantle, where a strong contrast in viscosity may exist and cause resistance to the penetration of slabs into the lower mantle. The distribution and character of seismicity reveal, however, that slabs undergo vertical extension in the upper mantle and compression near the transition zone. In this paper, we demonstrate that during the subduction process, the shape of low viscosity slabs (1 to 100 times more viscous than the surrounding mantle) evolves toward an inverted plume shape that we coin *jellyfish*. Results of a 3D numerical model show that the leading tip of slabs deform toward a rounded head skirted by lateral *tentacles* that emerge from the sides of the *jellyfish* head. The head is linked to the body of the subducting slab by a thin tail. A complete parametric study reveals that subducting slabs may achieve a variety of shapes, in good agreement with the diversity of natural slab shapes evidenced by seismic tomography. Our work also suggests that the slab to mantle viscosity ratio in the Earth is most likely to be lower than 100. However, the sensitivity of slab shapes to upper and lower mantle viscosities and densities, which remain poorly constrained by independent evidence,

precludes any systematic deciphering of the observations.

**Keywords:** Subduction, slab viscosity, mantle stratification, seismic tomography

## Introduction

The wide range of shapes observed among subducting oceanic lithospheres [Isacks and Molnar, 1971; Karason, 2002; Li *et al.*, 2008] suggests a complex dynamical behavior for the penetration of slabs into the mantle. The lack of earthquake activity below 700 km depth and the compressive nature of the focal mechanisms of the deep earthquakes along the surface of the slabs have been interpreted as an effect of the resistance of slabs to penetration into the lower mantle [Isacks and Molnar, 1971]. Such observations are at least compatible with dynamic models of the long wavelength geoid anomalies associated with slabs requiring an increase in viscosity from the upper to the lower mantle by a factor 10-100 [Hager and Richards, 1989; Lambeck and Johnston, 1998; Moresi and Gurnis, 1996; Peltier, 1996; Ricard *et al.*, 1993] or more [Kido and Cadec, 1997]. But travel time tomography has also revealed that positive seismic anomalies attributed to slabs often extend into the lower mantle [Creager and Jordan, 1984; Grand, 1994; Jordan, 1977; Jordan and Lynn, 1974]. In the last decade, images from seismic tomography have improved in resolution and accuracy, and have revealed that slabs tend to thicken during penetration into the lower mantle, i.e., from the transition zone to mid-mantle depths [Bijwaard *et al.*, 1998; Fukao *et al.*, 2001; Grand *et al.*, 1997]. Examples thereof include the Central and South Americas [Ren *et al.*, 2007], southern Asia [Karason, 2002; Li *et al.*, 2008] or the Hellenic slab [Piromallo and Morelli, 2003; Wortel and Spakman, 2000]. Slab thickening in the mid-lower mantle is often interpreted as evidence for periodic buckling of cold and stiff lithosphere as it penetrates into the

mantle [Gaherty and Hager, 1994; Guillou-Frottier *et al.*, 1995; Loubet *et al.*, 2009; Ribe *et al.*, 2007]. However, the deformation of slabs going sinking through the mantle has also been interpreted as evidence that subducting plates could be very weak [Bevis, 1986; Cizkova *et al.*, 2002; Giardini and Woodhouse, 1984; Tao and O'Connell, 1993]. Indeed, although they have not emphasized this aspect before, previous authors (e.g., [Christensen and Yuen, 1986, Zhong and Gurnis, 1995; Funiciello *et al.*, 2003]) do simulate (via numerical and analogue modeling) comparable spherical shapes for weak descending plates. Only Karason [2002] effectively associated the seismically observed morphology of slabs penetrating into the deep mantle to that of a thickened isoviscous slabs. He showed that the thickening of weak subducting slabs changes systematically with the viscosity contrast between the upper and lower mantles.

Furthermore, the viscosity of the subducting plate strongly influences plate deformation and therefore its dynamics. In the literature, the range of assumed and predicted viscosity ratios between the slab and the surrounding mantle is large, comprised between  $10^6$  [Kincaid and Griffiths, 2003] and 1 [Husson, 2006; Karason, 2002]. The values used in recent models are comprised between  $10^2$  and  $10^3$  [Clark *et al.*, 2008; Faccenna *et al.*, 2001; Funiciello *et al.*, 2003; Schellart, 2004; Stegman *et al.*, 2006; Yamato *et al.*, 2009]. Previous work from Loiselet *et al.* [2009] suggested that the viscosity ratio should be smaller than  $10^2$ .

In view of these most recent estimates of the viscosity ratio between the subducting plate and the surrounding mantle, we expanded on Karason's [2002] work, exploring the possibility that a plate sinking into the mantle deforms and naturally thickens at mid-depths, without the need for a stiff lithosphere or a viscosity or density jump in the lower mantle. To demonstrate this point, we investigate here the role of the viscosity ratio between the plate and the surrounding fluid and, subsequently, the role of mantle stratification (corresponding to a viscosity or density jump) in



forming a wide range of shapes, ranging from that of an undeformed slab to the characteristic shape of a downwelling plume that we refer to as a *jellyfish*. In the latter part of this paper, we further discuss our results in light of observed slab geometries, which we extract from seismic tomography images.

## Methodology

In order to explore the dynamic interactions between the subducting lithosphere and the surrounding viscous mantle, we evaluate the deformation pattern of a slab sinking into the mantle by means of a three-dimensional numerical model that is designed to track sharp, dynamically deforming interfaces. The 3D finite element code *DOUAR* [Braun *et al.*, 2008] solves for the conservation equations for mass, momentum and energy in the Boussinesq approximation, assuming that the mantle is an incompressible viscous medium. *DOUAR* is an ALE (Arbitrary Lagrangian Eulerian) Finite Element code based on an adaptive octree grid [Thieulot *et al.*, 2008] that is highly suited to solve geometry problems in three dimensions. An octree is the simplest hierarchical division of the unit cube into smaller cubes, obtained by dividing, where higher resolution is required, each cube into 8 smaller cubes, up to a given or desired resolution. The smallest or undivided cubes are called the “leaves” of the octree. In *DOUAR*, the computational domain is therefore a unit cube, the finite elements are the leaves of the octree and their density is adapted to represent the various material, density and viscosity interfaces with optimum accuracy. The flow is driven by the internal density difference  $\Delta\rho$  between the subducting lithosphere and the surrounding mantle. We simplify our analysis by assuming an infinite Prandtl number in a fluid with very low Reynolds number ( $Re = 0$ ) and a linear rheology for all components of the system. Under such conditions, the velocity field  $\mathbf{u}$  and pressure  $p$  obey the

following simplified form of Navier–Stokes equations, referred to as the Stokes equations:

$$\nabla \cdot \mu (\nabla \mathbf{u} + \nabla \mathbf{u}^T) - \nabla p = \rho \mathbf{g} \quad (1)$$

and

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2)$$

where  $\rho$  is the density,  $g$  the gravitational acceleration,  $p$  the pressure field,  $\mu$  the dynamic viscosity and  $\mathbf{u}$  the velocity.

Interfaces (between the slab, upper mantle and lower mantle) are advected by using the computed velocity field and are tracked by a dual method combining Lagrangian particles for accuracy and level set functions for efficiency (see [Braun *et al.*, 2008], for further details on this method).

The model setup is shown in Figure 1 A and parameters are given in Table 1. The computational numerical domain is a unit cube (i.e., 1 x 1 x 1 in  $x, y, z$  directions) representing a  $\sim 2750$  km Cartesian box, corresponding to the Earth’s mantle. The mantle is divided between an upper and lower mantle where a material discontinuity (i.e., that is advected with the flow) is imposed at  $z_{660}=0.24$  ( $\sim 660$  km). The grid counts  $(64)^3$  (or level 6 octree) regularly spaced elements (or leaves) everywhere but in and around the slab where the resolution is increased to level 8, i.e., the element size is 1/256 of the size of the unit cube. Free slip is assumed on all boundaries. The experiment is initiated by placing a vertical (unless otherwise specified) plate of length,  $l=0.066$  ( $\sim 182$  km) and thickness  $h=0.03$  ( $\sim 83$  km) in the mantle between depths of 0.03 and 0.096 ( $\sim 83$

km to 264 km, Fig. 1A).

To ensure that the plate falling is controlled only by the buoyancy forces arising from the density contrast and by the viscosity ratio between the plate and the surrounding viscous fluid, the velocity at the top boundary of the plate is not fixed (i.e., not set to zero for the calculation of the velocity field). For the same reason, the top boundary of the slab is not attached to the top of the model box where the velocity component in the  $z$ -direction vanishes (free-slip conditions). However, since the slab is considered “infinite” in our simulation, slab material is constantly added from the top. To simulate that, we do not update the geometry of the upper boundary of the slab from the computed velocity field, such that it stays at the same level through time (i.e., at  $z=0.03$  from the top of the model box). Consequently, plate volume increases with time. In this way we discard any resistance to sinking that may arise in nature from the relative horizontal movement between the plate and the mantle. We assign a constant density contrast between the slab and the surrounding mantle. All viscosities are Newtonian and uniform within the slab and the mantle; the upper mantle viscosity is taken as the reference viscosity ( $= 1$ ). More complex rheologies may prevail in nature, especially rheologies that account for the influence of temperature on viscosity (e.g. [Billen and Gurnis, 2005]), but we chose to keep the model as simple as possible in order to quantify its behavior as a function of the effective slab to mantle viscosity ratio that we vary from  $\mu_s=0.01$  to 100. In our study, plate width,  $w$ , and initial slab dip,  $\alpha$ , are also varied between  $1/8$ ,  $1/4$ , and  $1/2$  of the box width and 90, 70, 60, 45 and 30° respectively.

## Results

We performed a series of 27 experiments to explore the dependence of the slab deformation on slab to lower mantle density contrast  $\Delta\rho$ , slab width  $w$ , slab dip  $\alpha$ , slab to mantle viscosity ratio  $\mu_s$ , and lower to upper mantle viscosity ratio  $\mu_l$ . Some interesting features prevail regardless of the parameter values that we review below. To illustrate this point, we first show the results of a simple experiment (reference model) in which the plate viscosity is 10 times that of the upper mantle and where there is no viscosity or density contrast between the upper and lower mantle. The initial plate width is 0.25 (i.e., 1/4 of the box width) and the slab is vertical.

#### *General evolution of the models*

During the sinking of the plate into the mantle, its shape evolves in a comparable way, to a large extent, to that of a reverse or descending plume (Fig. 1A and 1B) [Christensen and Yuen, 1984; Karason, 2002]. Note however that in most of our models the viscosity ratio is inverted in comparison to that of a typical rising mantle plume, which is characterized by a lower viscosity than the surrounding mantle. The shape of the slab is characterized by a rounded head at its leading tip, with two trailing “tentacles” along each narrow edge (Fig. 1B), and connected to the surface by a long rectangular section tail. The initial rectangular shape probably promotes the development of the tentacles, but even when using plates with smooth edges, they still form. To a minor extent, the mantle also drags the longer edges and gently wraps them over the body of the slab (Fig. 1B). In the following, we refer to the deformed shape of the slab as that of a *jellyfish*, for both our model slabs and real jellyfishes are characterized by comparable shapes that should minimize the viscous dissipation of energy while they move through the fluid. The jellyfish shape can be characterized by the longitudinal radius of curvature  $R_w$  and the lateral radius of curvature  $R_h$  (see Fig. 1C). In practice, to calculate  $R_w$  and  $R_h$ , we compute the equation of the circle that

circumscribes the triangle defined by the three vertices made by the leading tip (deepest point of the greatest  $z$ -value) and the two tips of the tentacles in the longitudinal direction (points of maximum and minimum  $x$ -value for  $R_w$  and  $y$ -value for  $R_h$ ). To further characterize the shape of the jellyfish and the flow it engenders in the mantle, we compute for each of the numerical experiments: (a) the velocity of the jellyfish head (measured on the slab at its maximum  $z$ -position) and its radius of curvature, (b) the maximum strain rate along the central vertical axis  $z$ , (c) the surface area of horizontal sections of the plate (distant by 0.03) as a function of depth and (d) the total viscous dissipation in the mantle.

During the initial stages of subduction, the slab head becomes wider, thicker and curved (Fig. 1B and 2A). The sinking velocity (measured at the jellyfish head) increases with plate deformation (Fig. 2A). The radius of curvature  $R_w$  decreases rapidly (Fig. 2B) as the slab tip evolves from a straight horizontal edge into a curved body. During this phase both the strain rate (Fig. 3A) and the viscous dissipation in the mantle (Fig. 3B) increase rapidly. When the slab tip reaches depths of 0.2 to 0.4, the head of the jellyfish is fully developed and an optimal curvature has been reached as indicated by the steady minimal value for  $R_w$  (Fig. 2B).

As the slab further penetrates into the mantle, the ratio between the lateral and longitudinal radii increases (Fig. 2B), suggesting that the jellyfish head shape evolves toward a sphere (i.e., the radius of curvature is the same in all directions). During this stage, the sinking velocity continues to increase towards a maximum value (Fig. 2A), yet the strain rate and mantle viscous dissipation remain steady (Fig. 3A and 3B). In fact, once the jellyfish head is formed, only the “tentacles” continue to grow (Fig. 1B). A neck forms above the jellyfish head, along the tail connecting the head to the surface (Fig. 1B), its area remaining constant. At this stage, the jellyfish head area is respectively 1.5 and 2 times larger than the maximum (which is at the surface) and minimum (at

the neck) surface areas of the tail (Fig. 3D). According to the distribution of vertical strain (Fig. 3C), the tail is lengthened near the surface while the head is shortened at depth (Fig. 3C). Consequently, the head perimeter is as enlarged as the tail is thinned with respect to the original dimension of the slab before subduction. The final stage of evolution of the shape of the slab reflects the interaction of the jellyfish with the bottom of the box. The sinking velocity decreases to zero and the jellyfish head flattens.

In the following paragraphs, we show how this general scheme is modulated by variable setup geometries and key parameters, in order to understand the processes that control the behavior of the slab as it penetrates into the mantle.

#### *Slab width*

Plate width is known to influence the kinematics of subduction [Di Giuseppe et al., 2008; Loiselet et al., 2009; Piromallo et al., 2006; Schellart et al., 2007]. We evaluate its impact on the shape of the jellyfish by varying the plate width  $w$  between 0.125 and 0.5 (1/8 and 1/2 of the box width) while leaving the box size and plate thickness unchanged. Results show that, in all cases, the radius of curvature  $R_w$  of the jellyfish head decreases through time and tends toward a minimal value (Fig. 4A). When normalized to slab width  $w$  and slab thickness  $h$ ,  $R_w$  reaches a value comprised within a narrow range ( $\sim 3/4$ ) proportional to the sum of the width and thickness, i.e., the jellyfish head evolves toward a locally regular, spherical shape with a diameter proportional to  $1.5 * (w+h)$ . This is better illustrated by considering the  $R_h/R_w$  ratio (Fig. 4B), which increases with slab penetration. Of course, the ratio between the initial slab width and thickness influences the curvature of the jellyfish head. If the plate has an initial square horizontal cross section, the slab diameter tends to 1 and  $R_w$  is always equal to  $R_h$ . Implicitly, the rate of

formation of the jellyfish shape depends on the initial plate shape (i.e., w/h ratio): a narrow plate adopts the jellyfish shape faster than a wide plate.

#### *Slab dip*

In most natural cases, subduction does not initiate vertically: slabs tend to dip at a finite angle underneath the overriding plate. We explore the impact of slab dip on the jellyfish evolution by varying its value between 30 and 90°. Boundary conditions are the same as for the reference model. In figure 5, we present results from two experiments, characterized by slab dips of 60 and 30°, respectively. The radius of the jellyfish head decreases and tends toward a minimal  $R_w$  value, regardless of the initially imposed slab dip. However, the morphology gets highly asymmetrical for shallow dipping slabs and the jellyfish shape transforms into a spoon shape (Fig. 5A and 5B). Note that in our numerical setup, the location of the subduction zone at surface level remains fixed with respect to the underlying mantle while in nature, this may not be the case and slabs may gradually become vertical, thanks to the advance of the trench and/or retreat of the slab/head (Fig. 5C and 5D). The dip does not seem to be a critical parameter in our parametric study and in the following numerical experiments we will only consider a 90° dip angle (or vertical slab), as set up in the reference model.

#### *Slab to mantle viscosity ratio*

We test different viscosity ratios (from  $10^{-2}$  to  $10^2$ ) between the lithosphere slab and the surrounding mantle (Fig. 6A). Note that in the absence of any viscosity difference between the slab and mantle, the flow is that of a *Stokes* sinker. Furthermore, because we neglect the potential and highly unknown dependence of mantle and lithospheric rock viscosity on pressure, temperature or stress, our viscosities must be considered as effective values. Expanding the work

of Olson and Singer [1985] on creeping, rising plumes, we identify three classes of jellyfishes based on the development of the jellyfish head: (i) Cavity jellyfishes, for which the plate viscosity is lower than that of the mantle; they feature well rounded heads connected to tails upon which tentacles are retracted (Fig. 6A,  $\mu_s = 10^{-2}$ ). (ii) Diapiric jellyfishes develop when the system is isoviscous or close to it. They differ from cavity jellyfishes by their well-individualized tentacles and even better rounded head (Fig. 6A,  $\mu_s = 1$ ). (iii) Anvil jellyfishes develop when the viscosity ratio is much larger than 1. In this case, the slab grows into an inverted anvil-shaped cap (i.e., jellyfish head) along its leading edge (Fig. 6A,  $\mu_s = 10^1$ - $10^2$ ). Because slab viscosity is higher than that of the surrounding mantle, anvil jellyfishes more likely apply to the Earth better than the other classes and in the following, we focus on this class. The deformation highly depends on the viscosity ratio, as illustrated by the strain rates along the vertical  $z$ -axis of the jellyfish (Fig. 6B). The lower the viscosity ratio is, the higher the strain rates are, but they are always extensional in the tail and compressional in the head. Obviously, when  $\mu_s \gg 100$ , the slab does not deform and the head and tail do not develop.

For high viscosity contrast, the radius of curvature  $R_w$  also decreases through time until it reaches a minimum value (Fig. 6C). This indicates that, regardless of the viscosity ratio, the plate will tend toward an optimal shape (for an infinite domain in the vertical direction), although this might require a very long descent time for a very large viscosity ratio. In all cases, the velocity increases gradually during the early evolutionary stages of the jellyfish at shallow depths; it reaches a maximum value, and eventually decreases when plate penetration is hindered by the undeformable bottom of the model experiment (Fig. 6D).

Interestingly, the viscosity ratio affects the sinking velocity. The slab penetrates faster into the



mantle when  $\mu_s$  is high ( $\mu_s=100$ ) and the velocity reaches its maximum value at greater depths than for less viscous slabs. When the viscosity ratio is low ( $\mu_s=1$ ), the velocity starts to decrease at rather shallow depths ( $\sim 0.35$ ). These results can be explained by the joint effects of (i) the plate bulk mass (because the high viscous plate remained relatively undeformed, the boundary flux condition near the surface imposes a larger mass flux and thus larger negative buoyancy), (ii) plate stretching in the tail (which for low viscosity slabs, favors viscous dissipation in the surrounding mantle and prevents efficient stress transmission) and (iii) the passive resistance of the bottom of the mantle. Note that these results apparently differ from the solution obtained by Hadamard [1911] and Rybczynski [1911] which predicts that the sinking velocity should decrease as the viscosity contrast increases. This is actually not very surprising because the latter solution only applies to a constant volume, deforming spherical bubble characterized by a lower viscosity than the surrounding fluid.

Both extensive and compressive strain rates are larger in the tails and in the heads of low viscosity jellyfishes than of the high viscosity ones, implying that the sinking velocity of low viscosity slabs tends more rapidly to the *Stokes* velocity of the jellyfish head; this velocity yet remains lower than the sinking velocity of highly viscous slabs that are more negatively buoyant simply because of the larger resulting plate volume.

### *Viscosity stratification between upper mantle and lower mantle*

Scaled analogue experiments of the subduction process [Funiciello *et al.*, 2003; Griffiths *et al.*, 1995; Guillou-Frottier *et al.*, 1995; Kincaid and Olson, 1987, Schellart *et al.*, 2004] and numerical studies of subduction systems, [Behoukova and Cizkova, 2008; Christensen, 1996;

*Cizkova et al.*, 2007; *Davies*, 1995; *Enns et al.*, 2005; *Gaherty and Hager*, 1994; *Goes et al.*, 2008; *Houseman and Gubbins*, 1997; *Schellart et al.*, 2007; *Tackley*, 1993; *Tao and O'Connell*, 1993; *Yoshioka and Wortel*, 1995; *Zhong and Gurnis*, 1995] have already illustrated the modes of deformation of a stiff subducted slab reaching a fluid interface characterized by a viscosity and/or density increase. These studies have shown the importance of the density contrast [*Christensen and Yuen*, 1984] and viscosity ratio [*Karason*, 2002; *Kincaid and Olson*, 1987] in governing whether the slab will lie along the interface, sink through it, or buckle and pile up at the interface [*Ribe*, 2003]. Here, we study the evolution of the jellyfish shape (i.e., low viscous slab) when the slab meets the 660 km boundary, which we either define as a viscosity or density contrast between the upper and lower mantle.

Figure 7 summarizes the behavior of the plate as it forms a jellyfish shape and/or penetrates into the lower mantle as a function of  $\mu_s$ , the viscosity ratio between the slab and the upper mantle, and  $\mu_l$ , the viscosity ratio between the lower and upper mantle.

We observe a range of subducting plate shapes, with or without stratification boundary penetration, an indication that several factors are involved in the style of slab deformation when a fluid interface is present. We can define four different cases:

(a) Jellyfishing (i.e., formation of a jellyfish shape) and penetration ( $\mu_s < 100$  and  $\mu_l < 100$ ). The plate has a sufficiently low viscosity to transform into a jellyfish. The jellyfish head radius of curvature  $R_w$  is low (Fig. 8A). The stratification is weak enough to permit the slab to sink into the lower mantle with minor deformation of the mantle stratification discontinuity. The plate continues to sink with a velocity decrease but without any interruption (Fig. 8B). The interface deflects around the slab to form a blob and slowly collapses at the plate sinking velocity.

(b) Jellyfishing and no penetration ( $\mu_s < 100$  and  $\mu_l > 100$ ). The plate transforms into jellyfish but does not penetrate the lower mantle. The plate stops close to the stratification boundary and the jellyfish head flattens. This case is also characterized by a rapid increase in  $R_w$  when the plate reaches the interface, followed by a phase of decreasing  $R_w$  (Fig. 8A).

(c) No jellyfishing and penetration ( $\mu_s > 100$  and  $\mu_l < 100$ ). The plate is too viscous and cannot evolve toward a jellyfish shape before it reaches the upper/lower mantle boundary but crosses it because the viscosity ratio  $\mu_l$  is low enough. Consequently, the deflected interface collapses around the quasi-rigid slab. The viscosity ratio between the plate and the fluid decreases in the lower mantle allowing plate thickening in the lower fluid.

(d) No jellyfishing and no penetration ( $\mu_s > 100$  and  $\mu_l > 100$ ). The plate does not cross the stratification boundary and keeps a slab shape because the viscosity ratio with the surrounding mantle is too high. Furthermore the strong viscosity contrast with lower mantle does not permit slab deformation and slab penetration. The interface stays straight.

Our results therefore demonstrate that the penetration of the plate into the lower mantle mainly depends on mantle stratification while the widening of the slab tip and jellyfish formation mostly depends on the slab strength (i.e., viscosity ratio between the subducting plate and the surrounding mantle).

Note that all slabs should ultimately penetrate if given sufficient time. Here, we define penetration mode when the characteristic slab sinking velocity is comparable to the characteristic penetration velocity, i.e., the slab does not pile up on the upper mantle / lower mantle interface.

#### *Density stratification between upper and lower mantle*

To investigate the influence of the various density contrasts between the sinking slab, upper

mantle and lower mantle, we used the critical dimensionless parameter  $r$  defined by Kincaid and Olson [1987] (Fig. 9) in which the slab/lower mantle density contrast is normalized by the slab/upper mantle density contrast:  $r = (\rho_s - \rho_{lm}) / (\rho_s - \rho_{um})$ .  $r = 1$  corresponds to a uniformly dense fluid (no density contrast between the upper and lower mantle), while negative values of  $r$  correspond to a denser lower mantle than the sinking slab. Results are given for  $-0.2 < r < 1.0$  (Fig 8 and 9). We identify four cases in figure 9:

(a)  $r = -0.2$ : strong stratification and no slab penetration. While the slab sinks through the upper mantle and reaches the discontinuity, its deformation is controlled by the viscosity ratio between the slab and the upper mantle. The leading edge thickens when it meets the undeformable interface.  $R_w$  increases and the sinking velocity decreases (Fig. 8A and 8B).

(b)  $r \sim 0$  : partial slab penetration into the lower mantle. Sinking rates are lower than when  $r = -0.2$ .  $R_w$  increases (Fig. 8A and 8B) when the slab reaches the mantle discontinuity. The leading edge of the slab reclines onto the interface. Buoyancy forces in the lower mantle are not strong enough to stall subduction until the slab has penetrated below the discontinuity (around 1/10 penetration in the lower mantle). Within this range of density contrasts the initial penetration is however always limited.

(c)  $r \sim 0.5$  : slab penetration. The slab sinks through the lower layer but only on a very long time scale because the sinking velocity decreases (Fig. 8B). The deflected interface collapses around the slab into a blob. Both the slab and the deformed interface descend slowly.

(d)  $r > 0.5$  : weak stratification. The stratification is weak enough to permit the slab to sink into the lower mantle with only minor deformation of the interface. The slab acquires the jellyfish form as described in the above section. Both the viscosity and density stratification of the mantle intensify the decrease in slab sinking rates at its deep head, but also at the surface level (Fig. 8C).

## Comparison to the real Earth

Several types of seismically derived data address the problem of slab deformation within the mantle, as reviewed by Lay [1994]. The quasi-planar geometry of subducting slabs in the upper mantle was first defined from the distribution of large earthquakes along Wadati-Benioff zones [Isacks and Barazangi, 1977; Jarrard, 1986]. In addition, maps of earthquake focal positions [Engdahl *et al.*, 1998] provided high resolution three dimensional images of the seismogenic regions surrounding subduction zones that gave rise to general geometric and deformation models of mantle slabs, such as the *RUM* model [Gudmundsson and Sambridge, 1998]. Furthermore, global seismic tomography models [Bijwaard *et al.*, 1998; Ding and Grand, 1994; Fukao, 1992; Grand, 1994; van der Hilst, 1995; van der Hilst and Widiyantoro, 1997; Wortel and Spakman, 2000, Becker and Boschi, 2002] provide more insights into slab morphology, including those characterized by a relatively low seismicity [Li *et al.*, 2008], as well as the distribution of seismic velocity anomalies in the mantle surrounding the slabs. Most recently, seismic images have been interpreted in terms of the most probable density field yielding the observed seismic velocity anomalies, which in turn have been used to derive models of self-consistent mantle flow (e.g. [Becker, 2006; Conrad *et al.*, 2007; Conrad and Husson, 2009; Mitrovica and Forte, 2004; Moucha *et al.*, 2007]).

All above mentioned methods are complementary and show that subducting slabs are significant structures in the upper mantle, that the majority of them penetrates into the lower mantle and that they are characterized by a rather complex three-dimensional deformation pattern (rather than being planar slabs) [Yamaoka *et al.*, 1986]. In many instances, which we will describe below,

tomographic images suggest a characteristic shape for the slab, with a relatively narrow trace in the upper mantle and a wider anomaly in the mid–lower mantle [Karason and Van der Hilst, 2001]. Clearly, subducted lithosphere is rarely imaged as a slab-shaped feature but rather as a spheroidal anomaly. As shown by [Karason, 2002], using paleogeographic reconstitutions, geophysical observations are therefore consistent with our theoretical prediction that subducted slabs should deform as they penetrate into the mantle to take the shape of a jellyfish. The distribution of focal mechanisms shows that stresses within the subducted slab are characterized by down-dip extension in its upper part (between 100 and 300 km depth), which is also associated with the narrow section of the slab, and by down-dip compression in the deeper part of the slab, i.e., toward the 660 km boundary [Apperson and Frohlich, 1987; Isacks and Molnar, 1969; Vassiliou *et al.*, 1984], which is associated with the thickest section of the slab. Such a distribution of stress, and thus strain rate, along the subducting plate is identical to that predicted in our models of a slab transforming into a jellyfish (Fig. 3C).

By conducting a careful review of high resolution images of Wadati-Benioff zones derived from the accurate localization of seismicity [Engdahl *et al.*, 1998] and tomographic images obtained from P-waves seismic travel time anomalies [Li *et al.*, 2008], we came to the conclusion that there are four main categories of slabs (defined in Table 2) in the Earth’s mantle, varying in their shape (on whether subducted slabs thicken at depth or not) and interaction characteristics at/with the 660 km discontinuity (whether subducted slabs penetrate or not in the lower mantle). To illustrate these categories, we explored the structure of a variety of subduction systems and slab geometries in 2D and 3D views derived from a P-wave seismic tomography model [Li *et al.*, 2008]. We selected well-defined examples that illustrate each category (Fig. 10). These categories are:

*Type 1: Penetration and thickening: the Hellenic slab (Fig. 10A).* The subducted lithosphere crosses the 660 km boundary with a small perturbation in thickness, which increases in the mid-lower mantle. Below 660 km, a fast velocity anomaly appears in the subducting plate which widens to ~400 km in the mid-mantle (~1200 km depth). The penetration of the subducted slab through the 660 km discontinuity and slab thickening in the mid-mantle (~1200 km) are the two remarkable features that are observed in other tomographic studies of this region [Piromallo and Morelli, 2003; Spakman et al., 1993]. Other subduction zones where comparable features are observed include Central America, N-Kuril [Ding and Grand, 1994], Java [Fukao, 1992; Puspito et al., 1993; Widiyantoro and van der Hilst, 1996] and India-Tibet [Bijwaard et al., 1998; Grand et al., 1997].

*Type 2: Slab Deflection with little or no penetration: the Izu-Bonin slab.* In this category, slabs are significantly deflected above the 660 km discontinuity to form a sub-horizontal high seismic velocity zone. Vertical cross section in this area (Fig. 10B) clearly demonstrates that the slab has been strongly deflected at the 660 km discontinuity with only a slight hint that it may have penetrated in the lower mantle. The slabs in the Izu-Bonin [Tajima and Grand, 1998], in S-Kuril [Tajima and Grand, 1995] and Japan subduction systems are the best examples of this category.

*Type 3: Pure penetration: the Mariana slab.* As shown in Fig. 10C and as seen in many tomographic studies (e.g. [Fukao, 1992; van der Hilst and Seno, 1993; Zhou, 1988]), the Mariana slab appears to penetrate the 660 km discontinuity to reach the mid-mantle without significant thickening. Another typical example is the Kermadec slab [Zhao et al., 2007].

*Type 4: No penetration and no thickening: the Scotia slab.* The last category includes the Calabria, Aleutian, Caribbean, Ryukyu and the Scotia slabs that do not penetrate into the lower mantle and do not seem to experience any thickening at their base (Fig. 10D). However, many slabs of this type may lay flat on the 660 km discontinuity because of slab rollback (e.g., Calabria

or Scotia), which makes the comparison to our experiments more uncertain.

In order to further characterize the shape of the subducting slabs, we mapped data from the tomographic model of Li *et al.* [2008] on a Cartesian grid using the *GMT* software [Wessel and Smith, 1991] to compute horizontal cross-sections at 100 km intervals of the seismic velocity anomalies from which we estimated the surface area of the slabs as they penetrate into the mantle, from 100 to 1400 km depths. In that way, we optimize the accuracy of estimates of the slab thinning/thickening with depth. In fact, at each depth, we considered three contours of the velocity anomaly contrast (minimum, mean and maximum relative velocities) to avoid artifacts arising from the inherent resolution of tomographic models. Note that no unique values for the seismic velocity contrasts can be selected for they vary with depth, in particular because of the thermal relaxation of the slabs during their downward route; contouring is therefore arbitrary and to some extent, subjective. We normalized the surface areas comprised inside each of the contours by the contour area at the surface to obtain dimensionless vertical profiles of the slab thickness (extracted from horizontal section). This procedure was also performed on some of our numerical model results (Fig. 10).

These values for slab thickness as they penetrate in the mantle are more relevant qualitatively than quantitatively. Although Li *et al.* [2008] suggest that the deep mantle parts of the slab structures are well resolved and are not affected by artifacts arising from the uneven distribution of seismic sources and receivers, which suggest some robustness, we emphasize that the comparison of experiments to real Earth should be taken with care.

For each of the four slab categories, we compared thickness profiles from the tomographic model to those obtained from numerical models in which we varied the viscosity ratio  $\mu_s$  between 1 and



100, the viscosity ratio  $\mu_l$  between 1 and 1000 and the density parameter  $r$  between -0.2 and 1 (Fig. 10). To facilitate the comparison between data and models, we show model-predicted surface area profiles for model times that best correspond to subduction/penetration level suggested by each of the four tomographic images. The tentacles from the predicted model as described in results part are not considered (i.e., we include tentacles in surface area calculations) because the resolution of seismic tomography models is not sufficient to characterize their geometry.

We first notice that, in both the numerical models, where the viscosity mantle stratification ( $\mu_l > 1$ ) or the density mantle stratification ( $r < 1$ ) impacts on plate penetration and on its deformation, and in some of the tomographic images, the formation of the jellyfish head and the corresponding thickening of the slab usually occurs deeper than the imposed viscosity/density jump at 660 km depth. This implies that, if in some cases the discontinuity impacts the thickening of the subducting slab, the formation of the jellyfish may take place at greater depths and is thus likely to result from an independent process, as advocated by our numerical model results.

Then, in the first two categories, slab thickening occurs at (i.e., type 2, Izu Bonin slab, Fig. 10B) or below the 660 km discontinuity (i.e., type 1, Hellenic slab, Fig. 10A); comparing tomographic models and the results of the numerical models suggests that the formation of the jellyfish head is best explained either by a low increase in viscosity from upper to lower mantle ( $\mu_l \sim 10$ ), consistent with previous studies based on the interpretation of the geoid [Moresi and Gurnis, 1996] or by a weak jump in density between the upper and lower mantle ( $r \sim 0.5$ ), as suggested by other model results [Christensen and Yuen, 1984]. In nature, we found it impossible to discriminate the two causes; a combination of both is probably responsible for slab thickening. The observed surface area vs. depth profiles are best explained with a relatively low slab

viscosity (only ~10–100 times the mantle viscosity), which confirms the results of Loiselet *et al.* [2009].

In the third category, the Mariana slab displays a rather different behavior that suggests that the slab may be stronger than slabs belonging to type 1, and does not evolve into a jellyfish shape as it descends through the upper mantle. The slight thickening that appears in the slab cross-sectional area observed at depths between 1100 and 1650 km may be due to the relatively poor resolution of the tomographic images at those depths or to a mild density or viscosity stratification as suggested by [Cizkova *et al.*, 1997; Hager and Richards, 1989; Lambeck and Johnston, 1998].

In the fourth category, thickening of the Scotia slab as it approaches the 660 km discontinuity could be explained by the formation of a jellyfish head, which in turns requires a relatively low viscosity/strength subducting plate.

In order to evaluate the relationship between the geometries derived from the analysis of a tomographic model, and the factors that might control it such as the density and/or viscosity of subducted slabs, we use the parameter  $\Phi$ , introduced by Wortel and Vlaar [1998], defined as  $\Phi = \text{age} \cdot V_s$  (where *age* is the average age of lithosphere at the time of subduction and  $V_s$  is the average velocity of subduction along trench segments) (see Table 2). This parameter can be interpreted as a proxy for the thermal maturation of the slab, which affects both the viscosity and density of the slab. There is a clear distribution of slab categories (type 1, 2, 3 or 4) as a function of  $\Phi$  (Fig. 11): (i) slabs with small thermal parameters  $\Phi$  (or hot slabs) more easily jellyfish (i.e., type 1) than those with larger values for  $\Phi$  (i.e., type 3); and (ii) slabs with large values of  $\Phi$  tend to subduct more easily for they are presumably stiffer and denser. For very small thermal

parameters, thermal diffusion may have had enough time to heat up the slabs so that they do not show up in seismic tomography. Alternatively, heated slabs may have lost their initial negative buoyancy and are no longer able to continue to subduct to greater depths than the transition zone (type 4, Calabria, Scotia slabs). Last, slabs of type 2 seem to be at odds with our previous analysis, for they appear to pond on the 660 km discontinuity, whereas in our models stiff slabs are predicted to penetrate into the lower mantle and not to deform. The departure between our models and the predictions given by the thermal parameter  $\Phi$  may however reflect the fact that this proxy does not apply for slabs of type 2 (Izu-Bonin, S-Kuril, Japan and Tonga slabs).

In our numerical models, and thus in our interpretation of the various slab geometries suggested by tomographic models, we have assumed that slab motion is primarily driven by its buoyancy, i.e., the main force acting on the subducting oceanic lithosphere is the gravitational force arising from the high density of the plate with respect to the surrounding mantle. This has led us to interpret the observed thickening of weak slabs in the vicinity of the 660 km discontinuity as resulting from the formation of a jellyfish head in response to viscous drag between the slab and the mantle, potentially enhanced by the presence of a viscosity and/or density contrast between the upper and lower mantle. The former process (jellyfishing), in turn implies that the viscosity ratio between the slab and the mantle is relatively small (order 10), in other words that slabs are relatively weak. The latter process (interaction with the 660 km discontinuity) is supported by the compressive nature of the focal mechanisms of deep earthquakes [*Isacks and Molnar*, 1969], which clearly indicates the presence of resisting forces deeper than the transition zone, resulting from an increase in viscosity or a decrease in the density contrast between the slab and the surrounding mantle, and thus a decrease in the driving force.

However, another explanation for the thickening of the slab along the 660 km discontinuity relies

on the subduction (or penetration) velocity being imposed to the slab by other forces, either originating at the mid-ocean ridge (i.e., ridge push) or along other segments of the subducting lithosphere. If this is true and the trench migration velocity is significantly higher than the penetration velocity of the slab in the lower mantle (due to resistance force), slabs will have to deform on the 660 km discontinuity, to flatten and lie horizontally on it [Christensen, 1996; Enns *et al.*, 2005; Griffiths *et al.*, 1995; Guillou-Frottier *et al.*, 1995; Olbertz *et al.*, 1997; Tagawa *et al.*, 2007]. This scenario may explain why the Izu-Bonin slab flattens on the 660 km discontinuity [van der Hilst and Seno, 1993] whereas the Mariana slab penetrates it; similarly, the change in the style of subduction from the northern to southern Kuril [Ding and Grand, 1994; Fukao, 1992] is a potential illustration.

## Discussion

Seismic tomography images provide evidence for a strong deformation of some sections of the subducted lithosphere in the Earth's mantle. In the deep Earth's interior, some slabs may flatten and pond above or within the transition zone, such as beneath the Chilean Andes, the Aleutian, the S-Kuril, Japan, and Izu-Bonin. Other slabs tend to be deflected and lie sub-horizontally on the upper to lower mantle transition region before (at least for some of them) penetrating into the mid-lower mantle (such as in the N-Kuril, Hellenic, and the Philippines subduction systems), or well into the lower mantle (such as beneath the Peruvian Andes, Java, Mariana and Kermadec). In the latter case, slabs narrow in the upper mantle and anomalously thicken in the mid-lower mantle. Some authors explain this feature as resulting from a buckling instability [Griffiths and Turner, 1988; Ribe *et al.*, 2007]. Alternatively, Christensen and Yuen [1984] and Karason [2002] showed that the large mid-mantle seismic anomaly could either be explained by geochemical and

mineralogical changes in the slab as a function of depth or by the presence of a substantial viscosity jump at the 660 km discontinuity that modulates the penetration of an isoviscous plate. Here we propose, on the basis of the results of a large number of numerical experiments and their comparison to tomographic images, that the deformation of the subducting lithosphere mainly results from the interaction of a relatively weak slab with the surrounding viscous mantle, leading to the deformation of the planar lithosphere into a jellyfish.

For each of the four subduction categories considered here, the comparison with model scenarios suggests that the viscosity ratios between the slab and the upper mantle ranges between 10 and 100. This is in accordance with Husson [2006] who found a good agreement between the topography observed above subduction zones and the dynamic topography computed assuming isoviscous flow in the mantle. Cizkova *et al.* [2002] also found that slabs must be relatively weak in order to be deflected in the transition zone. Based on the results of analogue experiments, [Funiciello *et al.*, 2008 and Schellart, 2009] suggested that the observed trench and plate velocities and slab bending respectively are indicative of relatively weak slabs. More comprehensive reviews can be found in [Billen, 2008] or [Becker and Faccenna, 2009].

The low slab strength we predict here is at odds with the setup of many other analogue and numerical models [Capitanio *et al.*, 2007; Clark *et al.*, 2008; Conrad and Hager, 1999; Funiciello *et al.*, 2003; Morra *et al.*, 2006; Royden and Husson, 2006; Schellart, 2004; Stegman *et al.*, 2006; Zhong and Gurnis, 1994] where the viscosity ratio between the subducted lithosphere and the surrounding mantle is set between  $10^2$  and  $10^5$ . Although rock strength experiments also predict stiffer slabs than suggested here (see [Kohlstedt *et al.*, 1995], for example), our predicted range of viscosity ratios is in accordance with global models [Zhong and Davies, 1999] that suggest that slabs should be 100 times more viscous than the upper mantle in

order to fit geoid and dynamic topography data. Loiselet *et al.* [2009] independently suggest that the longitudinal curvature of slabs can only be achieved if the slab to mantle viscosity ratio is at most  $10^2$ .

In summary, any model that predicts a significant thickening of slabs descending in the upper mantle requires a weak subducted lithosphere, i.e., at most two orders of magnitude stiffer than the upper mantle. Higher than that, slabs are too strong to deform at the length-scale of the upper mantle. This result in turn indicates that slabs have limited time to acquire a characteristic jellyfish shape. Our interpretation of the seismically inferred thickening of slabs in the upper mantle applies well to young subduction zones, such as Scotia. In contrast, Loubet *et al.* [2009] have interpreted the apparent thickening of slabs in older, longer-lasting subduction zones as resulting from the periodic buckling of a relatively weak slab at the 660 km discontinuity by simple accumulation of subducting material.

The comparison between our model predictions and seismic tomography data also suggests that the subducting plate should slow down and pond at the 660 km discontinuity if a viscosity or density contrast exists between upper and lower mantle, as already proposed by for example [Enns *et al.*, 2005]. The apparent slab widening at depth suggests that the slab is indeed stronger than the mantle but unfortunately an accurate estimate of the viscosity contrast cannot be obtained independently of any density variation that might exist across the 660 km discontinuity. Once the jellyfish penetrates into the lower mantle, the velocity of the subducting plate appears to remain constant, seemingly in contradiction with [Zhong and Gurnis, 1995] and [Christensen, 1996] who predicted an acceleration of the slab after penetrating the 660 km discontinuity. The difference in interpretation may occur because in their models there are (i) phase transitions with a negative Clapeyron slope along the 660-km discontinuity that foster subduction, or, (ii)

alternatively, because the trench is actively retreating, while in our models, slabs subduct vertically.

## **Conclusions**

We have investigated the behavior of a slab subducting in the Earth's mantle driven by its negative buoyancy. We have showed that a relatively weak plate (at most two orders of magnitude times stiffer than the surrounding mantle) will form a characteristic jellyfish shape as it falls through the mantle. This is the optimal shape that a deformable object falling in a viscous fluid will acquire, regardless of its original shape, in order to probably minimize the viscous dissipation in the fluid. The jellyfish consists of a wide head experiencing vertical shortening and a long tail experiencing vertical lengthening. This pattern of deformation is consistent with the observed distribution of down-dip extensional and compressional stresses along subducting slabs and with observed slab geometries at mid-mantle depths that are derived from tomographic images. This characteristic jellyfish shape naturally evolves from that of a planar subducting plate, but the few other initial shapes that we tested numerically or in analogue models also adopt similar behaviors and all tend to jellyfish shape. We have used a linear viscosity for both the slab and the mantle, which implies that strain rate and, subsequently, subduction velocity linearly scales with the imposed density contrast between the slab and the mantle. The value of the density contrast between the slab and the surrounding mantle thus does not influence the geometry of the subduction process nor the depth range over which the jellyfish head forms.

The plate to mantle viscosity ratio is important to the deformation of the plate. Lithosphere strength is crucial physical parameter that controls the dynamics of subduction zone.

By comparing model predictions with observations (inferred from seismic tomography and earthquake focal mechanism solutions) we therefore provide additional constraints on the viscosity contrast between subducting slabs and the surrounding mantle by suggesting that slabs are weak. The final jellyfish shape also depends on the initial slab width, or more precisely, its aspect ratio. Furthermore, in cases where the initial slab is not vertical, we have shown that the slab turns into an asymmetrical jellyfish. This “spoon” shape is consistent with many observed geometries (derived from seismic tomography and from the distribution of earthquakes in Wadati-Benioff zones); the Hellenic slab is one of the most striking examples of such spoon-shaped subducting slabs.

Last, one way to reconcile the observation that some slabs are thickened around the 660 km discontinuity while others seem to thicken at mid- to lower mantle depths or deeper, is to consider (i) that the subducted plate is in general sufficiently weak to become a jellyfish during its fall in the upper mantle and (ii) that it meets at the 660 km depth a low viscosity and/or high density jump that lowers its sinking velocity.

## Acknowledgments

This work was supported by the Collège doctoral de Bretagne (Université Européenne de Bretagne) (C.L.) and by a “Chaire d’Excellence Senior de l’ANR” (J.B.). We thank P. Fullsack for stimulating discussions. Suggestions by anonymous reviewers and by editor Dr. Thorsten Becker helped to greatly improve this paper.

## References

Apperson, K. D., and C. Frohlich, The Relationship between Wadati-Benioff Zone Geometry and P, T and B Axes of Intermediate and Deep Focus Earthquakes, *Journal of Geophysical Research*, 92, 1987.



- Becker, T.W., and L. Boschi, A comparison of tomographic and geodynamic mantle models, *Geochem, Geophys. Geosyst.*, 3, 2001GC000168, 2002.
- Becker, T. W., On the effect of temperature and strain-rate dependent viscosity on global mantle flow, net rotation, and plate-driving forces, *Geophysical Journal International*, 167, 943-957, 2006.
- Becker, T. W., and C. Faccenna, A review of the role of subduction dynamics for regional and global plate motions, *In: Subduction Zone Geodynamics, Lallemand, S. and Funiciello, F. (eds), Springer*, 3-34, 2009.
- Behounkova, M., and H. Cizkova, Long-wavelength character of subducted slabs in the lower mantle, *Earth and Planetary Science Letters*, 275, 43-53, 2008.
- Bevis, M., The curvature of Wadati-Benioff zones and the torsional rigidity of subducting plates *Nature*, 323, 52-53, 1986.
- Bijwaard, H., W. Spakman, and E. R. Engdahl, Closing the gap between regional and global travel time tomography, *Journal of Geophysical Research*, 103, 1998.
- Billen, M. I., and M. Gurnis, Constraints on subducting plate strength within the Kermadec trench, *Journal of Geophysical Research*, 110, 2005.
- Billen, M. I., Modeling the Dynamics of Subducting Slabs, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 36(1), 325-356, 2008.
- Braun, J., C. Thieulot, P. Fullsack, M. DeKool, C. Beaumont, and R. Huismans, DOUAR: A new three-dimensional creeping flow numerical model for the solution of geological problems, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 171(1-4), 76-91, 2008.
- Capitanio, F. A., G. Morra, and S. Goes, Dynamic models of downgoing plate-buoyancy driven subduction: Subduction motions and energy dissipation, *Earth and Planetary Science Letters*, 262(1-2), 284-297, 2007.
- Christensen, U., and D. Yuen, The interaction of a subducting lithosphere slab with a chemical or phase boundary, *Journal of Geophysical Research*, 89, 4389-4402, 1984.
- Christensen, U. R., The influence of trench migration on slab penetration into the lower mantle, *Earth and Planetary Science Letters*, 140, 27-39, 1996.
- Cizkova, H., J. van Hunen, and A. van den Berg, Stress distribution within subducting slabs and their deformation in the transition zone, *Physics of The Earth and Planetary Interiors*, 161(3-4), 202-214, 2007.
- Cizkova, H., J. van Hunen, A. P. van den Berg, and N. J. Vlaar, The influence of rheological weakening and yield stress on the interaction of slabs with the 670 km discontinuity, *Earth and Planetary Science Letters*, 199, 447-457, 2002.
- Cizkova, H., D. Yuen, and H.-w. Zhou, Slope of the geoid spectrum and constraints on mantle viscosity stratification, *Geophysical Research Letters*, 23, 3063-3066, 1997.
- Clark, S. R., D. Stegman, and R. D. Muller, Episodicity in back-arc tectonic regimes, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 171(1-4), 265-279, 2008.
- Conrad, C. P., M. D. Behn, and P. G. Silver, Global mantle flow and the development of seismic anisotropy: Differences between the oceanic and continental upper mantle, *Journal of Geophysical Research*, 112, 2007.
- Conrad, C. P., and B. H. Hager, Effect of plate bending and fault strength at subduction zones on plate dynamics, *Journal of Geophysical Research*, 104, 17551-17571, 1999.
- Conrad, C. P., and L. Husson, Influence of dynamic topography on sea level and its rate of change, *Lithosphere*, 1(2), 110-120, 2009.
- Creager, K. C., and T. H. Jordan, Slab Penetration Into the Lower Mantle, *Journal of Geophysical Research*, 91, 3573-3589, 1984.

- Davies, G. F., Penetration of plates and plumes through the mantle transition, *Earth and Planetary Science Letters*, 507-516, 1995.
- Di Giuseppe, E., J. van Hunen, F. Funiciello, C. Faccenna, and D. Giardini, Slab stiffness control of trench motion: Insights from numerical models, *Geochemistry Geophysics Geosystems*, 9, 2008.
- Ding, X.-Y., and S. P. Grand, Seismic structure of the deep Kuril subduction zone, *Journal of Geophysical Research*, 99, 1994.
- Engdahl, E. R., R. van der Hilst, and R. Buland, Global teleseismic earthquake relocation with improved travel times and procedures for depth determination, *Bulletin of the Seismological Society of America*, 88(3), 722-743, 1998.
- Enns, A., T. W. Becker, and H. Schmeling, The dynamics of subduction and trench migration for viscosity stratification, *Geophysical Journal International*, 160, 761-775, 2005.
- Faccenna, C., F. Funiciello, D. Giardini, and P. Lucente, Episodic back-arc extension during restricted mantle convection in Central Mediterranean, *Earth and Planetary Science Letters*, 187, 105--116, 2001.
- Fukao, Y., Seismic Tomogram of the Earth's Mantle: Geodynamic Implications, *Science*, 258(5082), 625-630, 1992.
- Fukao, Y., S. Widiyantoro, and M. Obayashi, Stagnant Slabs in the Upper and Lower Mantle Transition Region, *Review of Geophysics*, 39(3), 291-323, 2001.
- Funiciello, F., C. Faccenna, D. Giardini, and K. Regenauer-Lieb, Dynamics of retreating slab: 2. Insights from three-dimensional laboratory experiments, *Journal of Geophysical Research*, 108, 12, 2003.
- Funiciello, F., C. Faccenna, A. Heuret, S. Lallemand, E. Di Giuseppe, and T. W. Becker, Trench migration, net rotation and slab-mantle coupling, *Earth and Planetary Science Letters*, 271(1-4), 233-240, 2008.
- Gaherty, J. B., and B. H. Hager, Compositional vs. Thermal Buoyancy and the Evolution of Subducted Lithosphere, *Geophysical Research Letters*, 21, 1994.
- Giardini, D., and J. H. Woodhouse, Deep seismicity and modes of deformation in Tonga subduction zone, *Nature*, 307, 505-509, 1984.
- Goes, S., F. Capitanio, and G. Morra, Evidence of lower-mantle slab penetration phases in plate motions, *Nature*, 451, 2008.
- Grand, S. P., Mantle shear structure beneath the Americas and surrounding oceans, *Journal of Geophysical Research*, 99, 1994.
- Grand, S. P., R. D. Van der Hilst, and S. Widiyantoro, Global seismic tomography: A snapshot of convection in the Earth, *GSA Today*, 7, 1-7, 1997.
- Griffiths, R. W., R. I. Hackney, and R. D. Van Der Hilst, A laboratory investigation of effects of trench migration on the descent of subducted slabs, *Earth and Planetary Science Letters*, 133, 1-17, 1995.
- Griffiths, R. W., and S. Turner, Folding of viscous plumes impinging on a density or viscosity interface, *Geophysical Journal*, 95(2), 397-419, 1988.
- Gudmundsson, O., and M. Sambridge, A regionalized upper mantle (RUM) seismic model., *Journal of Geophysical Research*, 1998.
- Guillou-Frottier, L., J. Buttles, and P. Olson, Laboratory experiments on the structure of subducted lithosphere, *Earth and Planetary Science Letters*, 133, 19-34, 1995.
- Hadamard, J. S., Mouvement permanent lent d'une sphere liquide et visqueuse dans un fluide visqueux, *CR Acad. Sci.*, 152, 1911.
- Hager, B. H., and M. A. Richards, Long wavelength variation in earth's geoid: physical models

756 and dynamical implications, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*,  
757 328, 309-327, 1989.

758 Heuret, A., and S. Lallemand, Plate motions, slab dynamics and back arc deformation, *Physics of*  
759 *the Earth and Planetary Interiors*, 149, 31-51, 2005.

760 Houseman, G. A., and D. Gubbins, Deformation of subducted oceanic lithosphere, *Geophysical*  
761 *Journal International*, 131(3), 535-551, 1997.

762 Husson, L., Dynamic topography above retreating subduction zones, *Geology*, 34(9), 741-744,  
763 2006.

764 Isacks, B., and M. Barazangi, Geometry of Benioff zones: Lateral segmentation and downwards  
765 bending of the subducted lithosphere, in Island Arcs, Deep Sea Trenches and Back-arc  
766 Basins, *AGU, Washington*, 99-144, 1977.

767 Isacks, B., and P. Molnar, Mantle earthquake mechanisms and the sinking of the lithosphere,  
768 *Nature*, 223, 1969.

769 Isacks, B., and P. Molnar, Distribution of stresses in the descending lithosphere from a global  
770 survey of focal mechanism solutions of mantle earthquakes., *Review of Geophysics*, 9,  
771 103-174, 1971.

772 Jarrard, R. D., Relations Among Subduction Parameters, *Reviews of Geophysics*, 24, 217-284,  
773 1986.

774 Jordan, T. H., Lithospheric slab penetration into the lower mantle beneath the Sea of Okhots,  
775 *Journal of Geophysics*, 43, 473-496, 1977.

776 Jordan, T. H., and W. S. Lynn, A velocity anomaly in the lower mantle, *Journal of Geophysical*  
777 *Research*, 79, 2679-2685, 1974.

778 Karason, H., Constraints on mantle convection from seismic tomography and flow modeling,  
779 *PhD thesis, Massachusetts Institute of Technology*, 2002.

780 Karason, H., and R. Van der Hilst, Tomographic imaging of the lowermost mantle with  
781 differential times of refracted and diffracted core phases (PKP, *Pai*), *Journal of*  
782 *Geophysical Research*, 106, 6569-6587, 2001.

783 Kido, M., and O. Cadek, Inferences of viscosity from the oceanic geoid: indication of a low  
784 viscosity zone below the 660-km discontinuity, *Earth and Planetary Science Letters*, 151,  
785 125-137, 1997.

786 Kincaid, C., and R. W. Griffiths, Laboratory models of the thermal evolution of the mantle  
787 during rollback subduction, *Nature*, 425(6953), 58-62, 2003.

788 Kincaid, C., and P. Olson, An Experimental Study of Subduction and Slab Migration, *Journal of*  
789 *Geophysical Research*, 92, 832-13,840, 1987.

790 Kohlstedt, D. L., B. Evans, and S. J. Mackwell, Strength of the lithosphere: constraints imposed  
791 by laboratory experiments, *Journal of Geophysical Research*, 1995.

792 Lambeck, K., and P. Johnston, The viscosity of the mantle: evidence from analysis of glacial-  
793 rebound phenomena, *Cambridge University Press, The Earth's Mantle: Composition,*  
794 *Structure and Evolution*, 1998.

795 Lay, T., The fate of descending slabs, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 22, 33-61,  
796 1994.

797 Li, C., R. D. van der Hilst, E. R. Engdahl, and S. Burdick, A new global model for P wave speed  
798 variations in Earth's mantle, *Geochemistry Geophysics Geosystems*, 9, 2008.

799 Lithgow-Bertelloni, C., and G. Richard, The dynamics of Cenozoic and Mesozoic plate motions,  
800 *Review of Geophysics*, 36, 27-78, 1998.

801 Loiselet, C., L. Husson, and J. Braun, From longitudinal slab curvature to slab rheology,  
802 *Geology*, 37(8), 747-750, 2009.

- Loubet, N., N. M. Ribe, and Y. Gamblin, Deformation modes of subducted lithosphere at the core-mantle boundary: An experimental investigation, *Geochemistry Geophysics Geosystems*, 1-19, 2009.
- Mitrovica, J. X., and A. M. Forte, A new inference of mantle viscosity based upon joint inversion of convection and glacial isostatic adjustment data, *Earth and Planetary Science Letters*, 225, 177-189, 2004.
- Moresi, L., and M. Gurnis, Constraints on the lateral strength of slabs from three-dimensional dynamic flow models, *Earth and Planetary Science Letters*, 138, 15-28, 1996.
- Morra, G., K. Regenauer-Lieb, and D. Giardini, Curvature of oceanic arcs, *Geology*, 34(10), 877-880, 2006.
- Moucha, R., A. M. Forte, J. X. Mitrovica, and A. Daradich, Lateral variations in mantle rheology: implications for convection related surface observables and inferred viscosity models, *Geophysical Journal International*, 169(1), 113-135, 2007.
- Muller, R., W. Roest, J. Y. Royer, L. Gahagan, and J. Sclater, Digital isochrons of the world's ocean floor, *Journal of Geophysical Research*, 104, 3211-3214, 1997.
- Olbertz, D., M. J. R. Wortel, and U. Hansen, Trench migration and subduction zone geometry, *Geophysical Research Letters*, 24, 221-224, 1997.
- Olson, P., and H. Singer, Creeping plumes, *Journal of Fluid Mechanics Digital Archive*, 158(-1), 511-531, 1985.
- Peltier, W. R., Mantle viscosity and ice-age ice sheet tomography, *Science*, 273, 1359-1364, 1996.
- Piomallo, C., T. W. Becker, F. Funiciello, and C. Faccenna, Three-dimensional instantaneous mantle flow induced by subduction, *Geophysical Research Letters*, 33, 2006.
- Piomallo, C., and A. Morelli, P wave tomography of the mantle under the Alpine-Mediterranean area, *Journal of Geophysical Research*, 108, 2003.
- Puspito, N. T., Y. Yamanaka, T. Miyatake, K. Shimazaki, and K. Hirahara, Three-dimensional P-wave velocity structure beneath the Indonesian region, *Tectonophysics*, 220(1-4), 175-192, 1993.
- Ren, Y., E. Stutzmann, R. Van der Hilst, and J. Besse, Understanding seismic heterogeneities in the lower mantle beneath the Americas from seismic tomography and plate tectonic history, *Journal of Geophysical Research*, 112, B01302, 2007.
- Ribe, N. M., Periodic folding of viscous sheets, *Physical Review Letters*, E68(036305), DOI: 10.1103, 2003.
- Ribe, N. M., E. Stutzmann, Y. Ren, and R. van der Hilst, Buckling instabilities of subducted lithosphere beneath the transition zone, *Earth and Planetary Science Letters*, 254(1-2), 173-179, 2007.
- Ricard, Y., M. A. Richards, C. Lithgow-Bertelloni, and Y. Le Stunff, A Geodynamic Model of Mantle Density Heterogeneity, *Journal of Geophysical Research*, 98, 21895-21909, 1993.
- Royden, L. H., and L. Husson, Trench motion, slab geometry and viscous stresses in subduction systems, *Geophysical Journal International*, 167, 881-905, 2006.
- Rybczynski, W., Über die fortschreitende Bewegung einer flussigen Kugel in einem zähen Medium, *Bull. Acad. Sci. Cracovi*, 1911.
- Schellart, W. P., Kinematics of subduction and subduction-induced flow in the upper mantle, *Journal of Geophysical Research*, 109, 2004.
- Schellart, W. P., J. Freeman, D. R. Stegman, L. Moresi, and D. May, Evolution and diversity of subduction zones controlled by slab width, *Nature*, 446(7133), 308-311, 2007.
- Schellart, W. P., Evolution of the slab bending radius and the bending dissipation in three-

dimensional subduction models with a variable slab to upper mantle viscosity ratio, *Earth and Planetary Science Letters*, 2009.

Spakman, W., S. van der Lee, and R. van der Hilst, Travel-time tomography of the European-Mediterranean mantle down to 1400 km, *Physics of The Earth and Planetary Interiors*, 79(1-2), 3-74, 1993.

Stegman, D. R., J. Freeman, W. P. Schellart, L. Moresi, and D. May, Influence of trench width on subduction hinge retreat rates in 3-D models of slab rollback, *Geochemistry Geophysics Geosystems*, 7, 2006.

Tackley, P. J., Effects of Strongly Temperature-Dependent Viscosity on Time-Dependent, Three-Dimensional Models of Mantle Convection, *Geophysical Research Letters*, 20, 1993.

Tagawa, M., T. Nakakuki, and F. Tajima, Dynamical modeling of trench retreat driven by the slab interaction with the mantle transition zone, *Earth Planets Space*, 59, 65-74, 2007.

Tajima, F., and S. P. Grand, Evidence of High Velocity Anomalies in the Transition Zone Associated with Southern Kuril Subduction Zone, *Geophysical Research Letters*, 22, 1995.

Tajima, F., and S. P. Grand, Variation of transition zone high-velocity anomalies and depression of 660 km discontinuity associated with subduction zones from the southern Kurils to Izu-Bonin and Ryukyu, *Journal of Geophysical Research*, 103, 1998.

Tao, W. C., and R. J. O'Connell, Deformation of a weak subducted slab and variation of seismicity with depth, *Nature*, 361(6413), 626-628, 1993.

Thieulot, C., P. Fullsack, and J. Braun, Adaptive octree-based finite element analysis of two- and three-dimensional indentation problems, *Journal of Geophysical Research*, 113, 2008.

van der Hilst, R., Complex morphology of subducted lithosphere in the mantle beneath the Tonga trench, *Nature*, 374(6518), 154-157, 1995.

van der Hilst, R., and T. Seno, Effects of relative plate motion on the deep structure and penetration depth of slabs below the Izu-Bonin and Mariana island arcs, *Earth and Planetary Science Letters*, 120(3-4), 395-407, 1993.

van der Hilst, R., and S. Widiyantoro, Evidence for deep mantle circulation from global tomography, *Nature*, 386, 578-584, 1997.

Vassiliou, M. S., B. H. Hager, and A. Raefsky, The distribution of earthquakes with depth and stress in subducting slabs, *Journal of Geodynamics*, 1(1), 11-28, 1984.

Wessel, P., and W. H. F. Smith, Free Software Helps Map and Display Data, *EOS Trans. AGU*, 72, 445-446, 1991.

Widiyantoro, S., and R. van der Hilst, Structure and Evolution of Lithospheric Slab Beneath the Sunda Arc, Indonesia, *Science*, 271(5255), 1566-1570, 1996.

Wortel, M. J. R., and W. Spakman, Subduction and slab detachment in the Mediterranean-Carpathian region, *Science*, 290, 1910-1917, 2000.

Wortel, M. J. R., and N. J. Vlaar, Subduction zone seismicity and the thermo-mechanical evolution of downgoing lithosphere, *Pure and Applied Geophysics*, 128, 625-659, 1988.

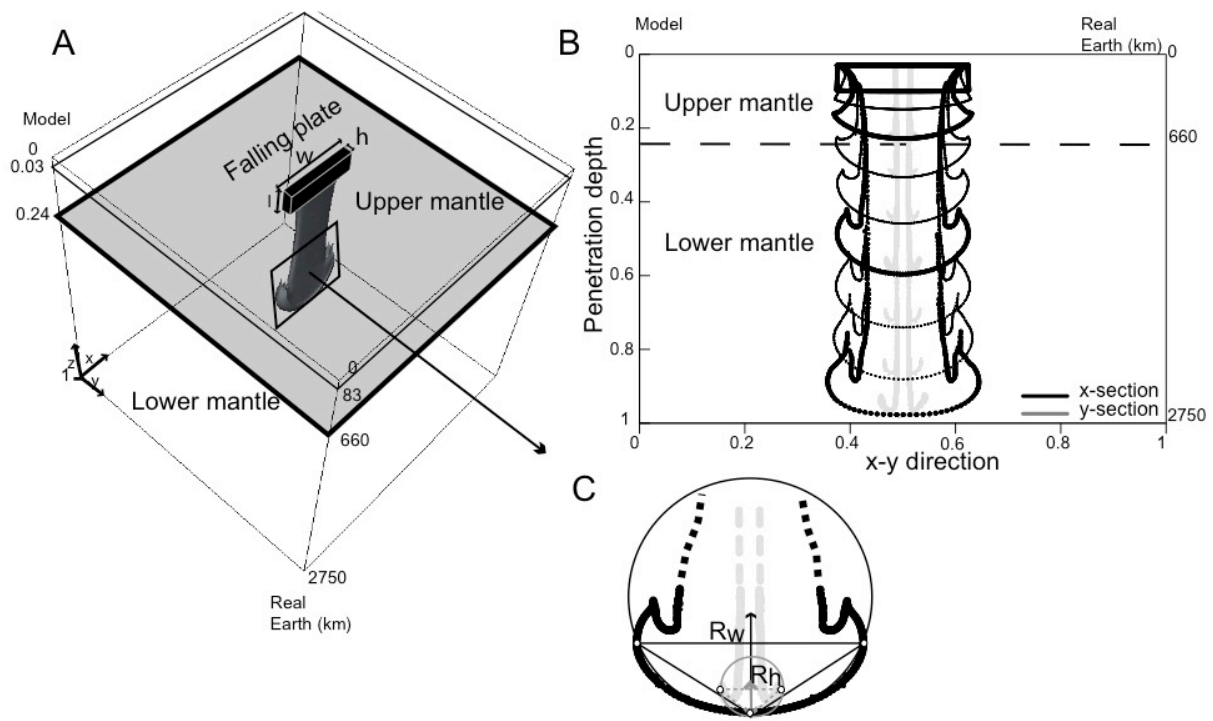
Yamaoka, K. Y., Y. Fukao, and M. Kumazawa, Spherical shell tectonics: effects of sphericity and inextensibility on the geometry of the descending lithosphere, *Review of Geophysics*, 24, 27-53, 1986.

Yamato, P., L. Husson, J. Braun, C. Loiselet, and C. Thieulot, Influence of surrounding plates on 3D subduction dynamics, *Geophysical Research Letters*, 36, L07303, 2009.

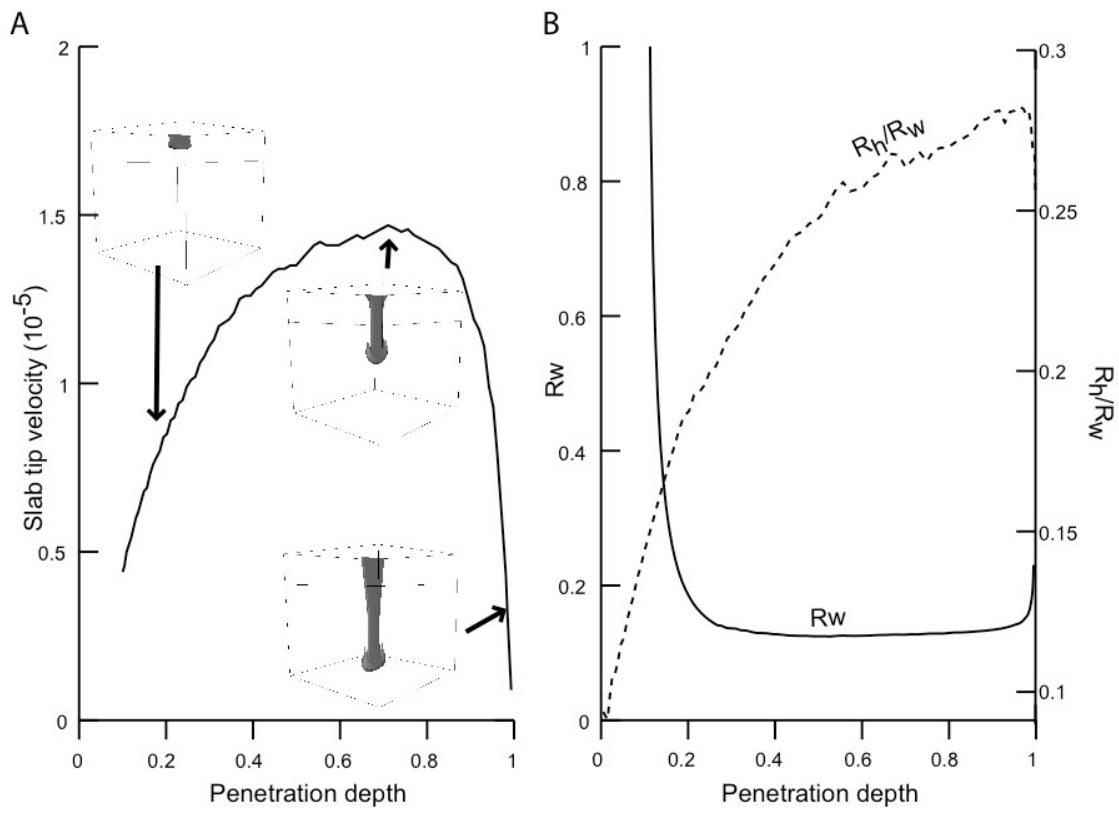
Yoshioka, S., and M. J. R. Wortel, Three-dimensional numerical modeling of detachment of subducted lithosphere, *J. Geophys. Res.*, 100, 1995.

- Zhao, D., Y. Xu, D. A. Wiens, L. M. Dorman, J. Hiderbrand, and S. C. Webb, Depth extent of the Lau back-arc spreading center and its relation to subduction processes, *Science*, 278, 254-257, 2007.
- Zhong, S., and G. F. Davies, Effects of plate and slab viscosities on the geoid, *Earth and Planetary Science Letters*, 170(4), 487-496, 1999.
- Zhong, S., and M. Gurnis, Controls on trench topography from dynamic models of subducted slabs, *Journal of Geophysical Research*, 99, 15683-15695, 1994.
- Zhong, S., and M. Gurnis, Mantle convection with plates and mobile, faulted plate margins, *Science*, 267, 838-843, 1995.
- Zhou, H.-W., How Well Can We Resolve the Deep Seismic Slab With Seismic Tomography?, *Geophysical Research Letters*, 15, 1988.

**Figures and Captions:**

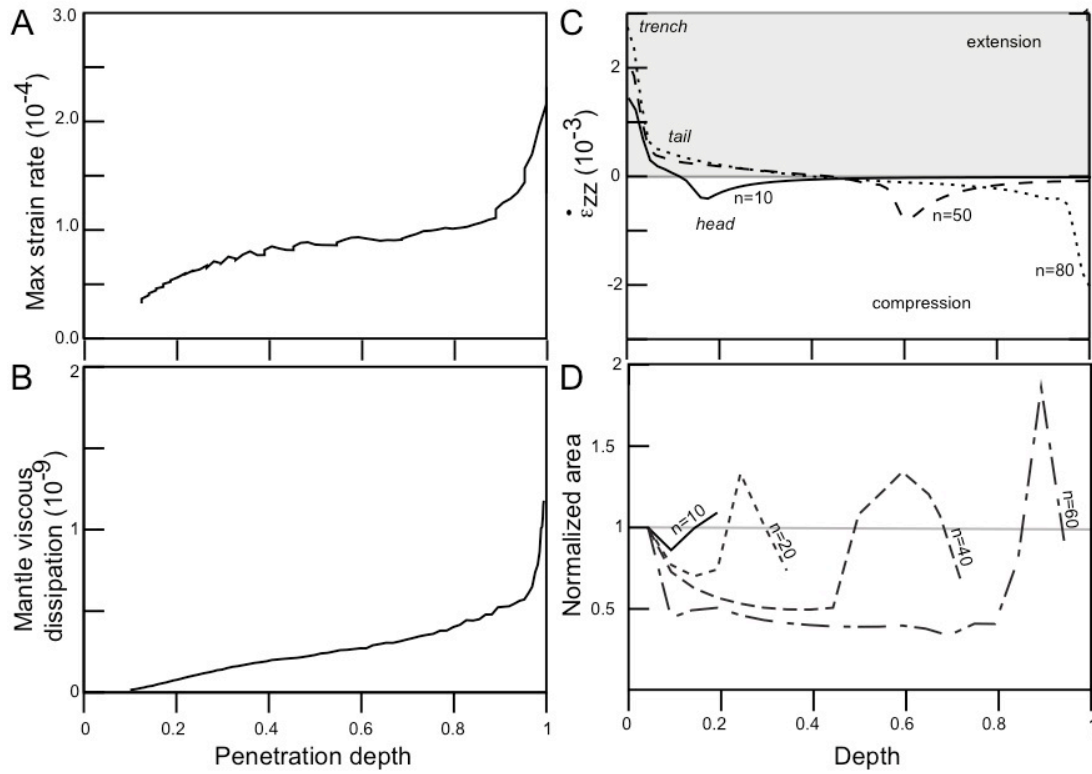


**Figure 1:** Reference model. A. Model setup and variables:  $h$  is plate thickness,  $w$  is plate width,  $l$  is initial plate penetration. The black parallelepiped is the initial slab geometry and the gray body is a typical slab shape after subduction to mid-depth. B.  $x$ - (black) and  $y$ - (gray) cross-section series of the plate at different stages (uniform time steps). Bold profiles denote notable stages (see text). C. Vertical cross section along the  $x$ - (black) and  $y$ - (gray) sections of the leading edge of the subducting plate.  $R_w$  (black) (measured along the width  $w$  of the plate) and  $R_h$  (gray) (measured along its thickness  $h$ ) give the radii of the circles that circumscribe the dotted triangles.

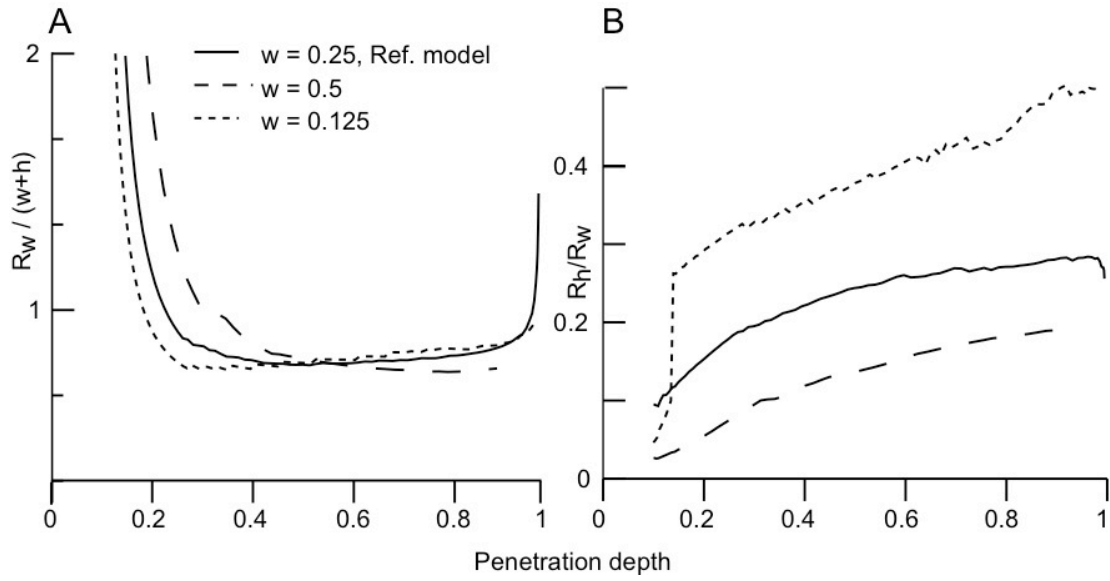


**Figure 2:** Reference model. A. Velocity of the slab head as a function of penetration depth. B. Radius of curvature  $R_w$  of the slab head across the  $x$ - profile (solid) and ratio between lateral ( $R_h$ ) to longitudinal ( $R_w$ ) radii of curvature of the jellyfish head (dashed).

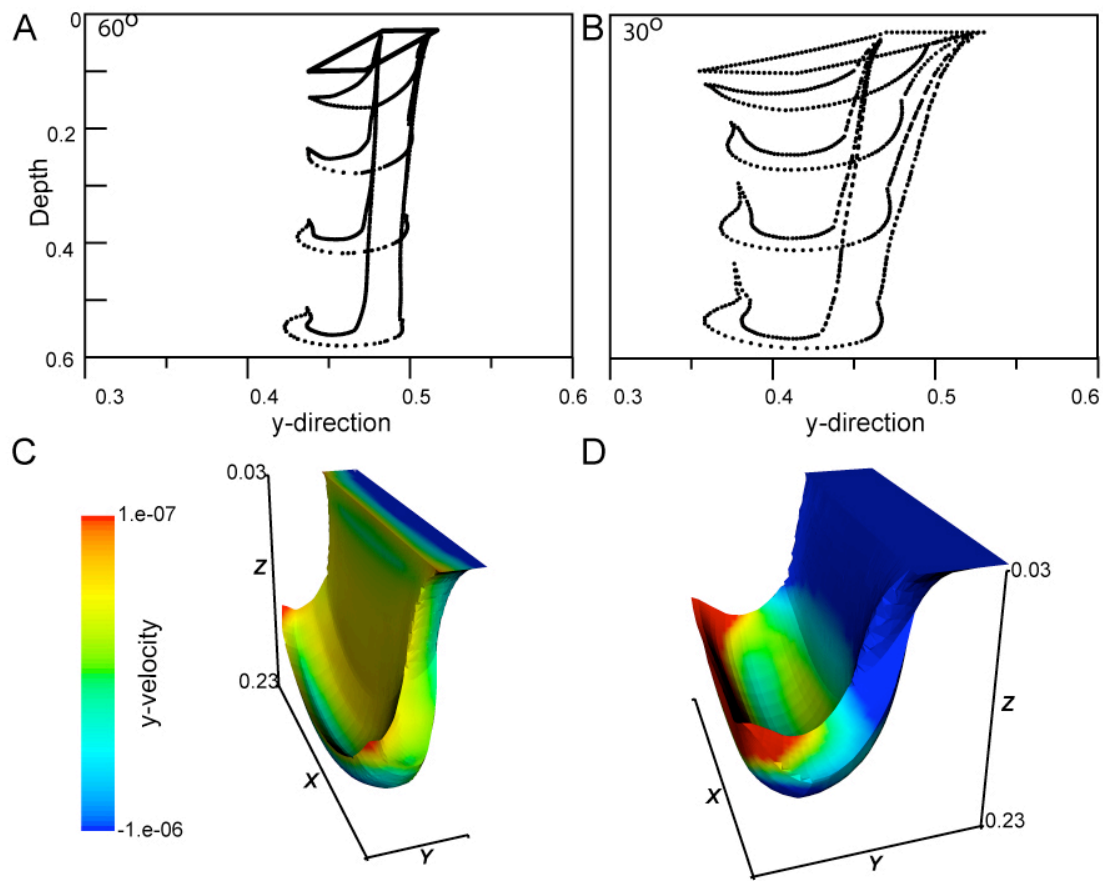




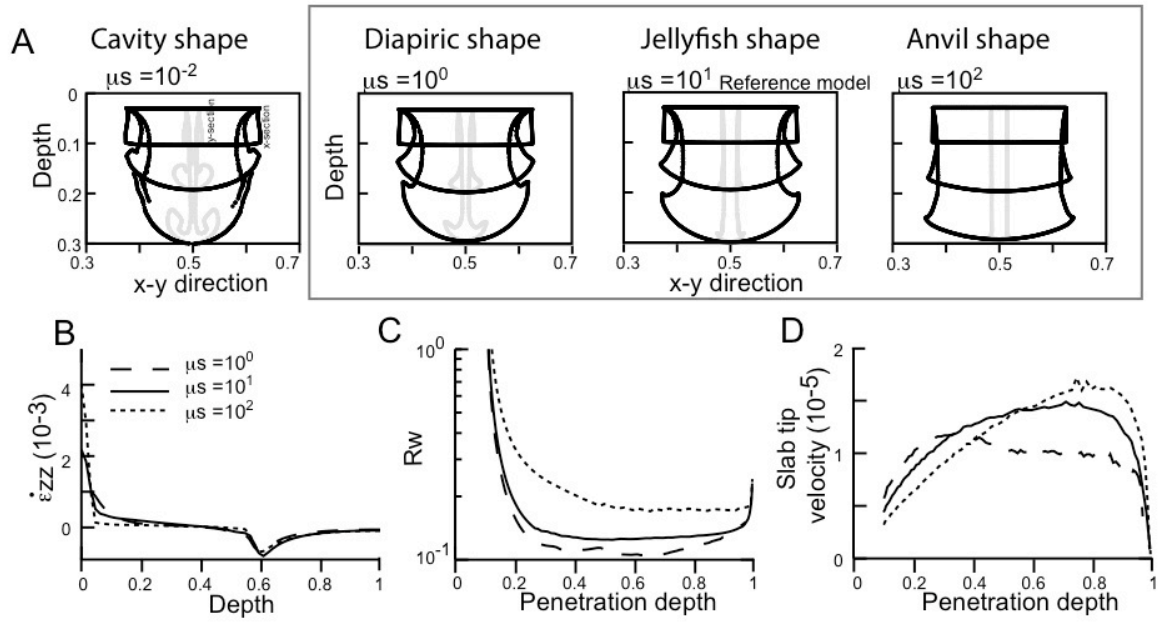
**Figure 3:** Reference model. A. Maximum strain rate as a function of plate penetration depth. B. Bulk viscous dissipation in the mantle as a function of plate penetration depth. C. Vertical strain rate ( $\dot{\epsilon}_{zz}$ ) profile along the central axis of the plate ( $x=0.5$  and  $y=0.5$ ) at different time steps  $n$ . D. Normalized areas of horizontal slab sections as a function of depth, at different time steps  $n$ .



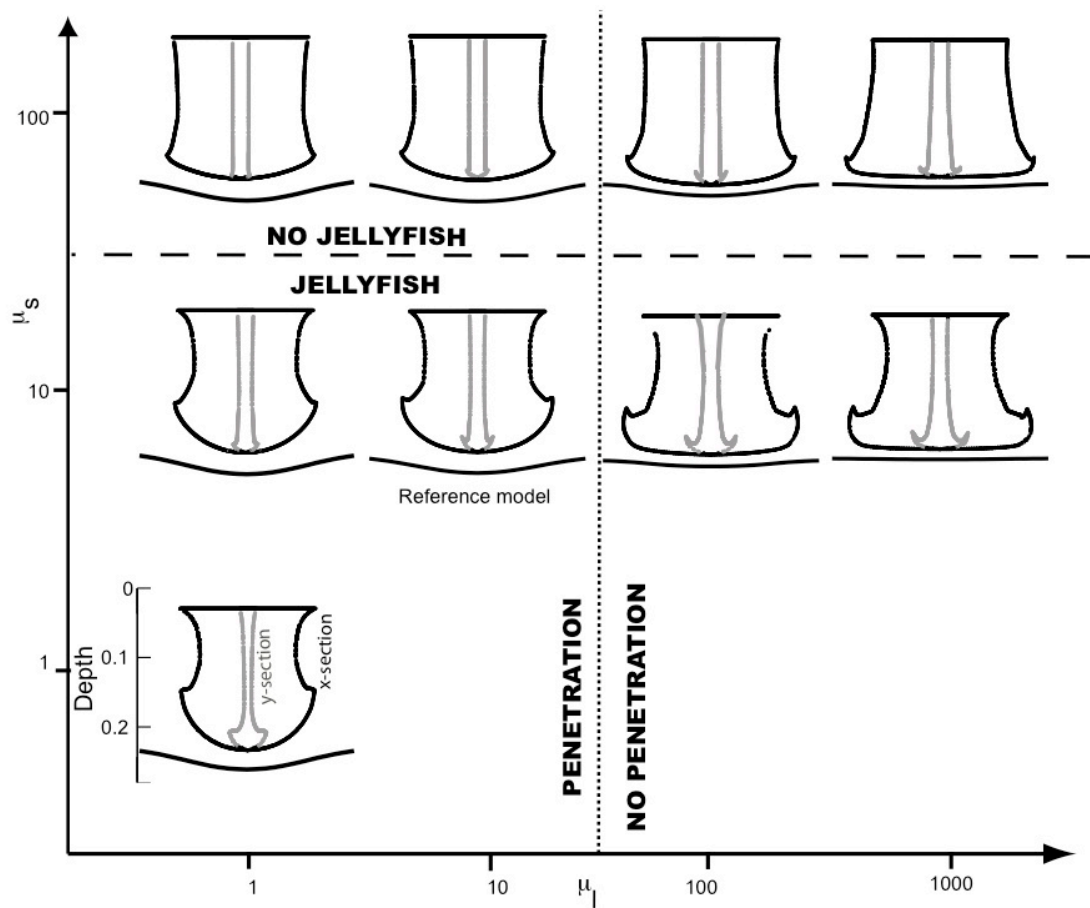
**Figure 4:** Reference model. A. Radius of curvature  $R_w$  of the jellyfish head as function plate penetration depth (normalized to the sum of slab width  $w$  and slab thickness  $h$  for different slab width  $w$ , 0.25 (solid), 0.5 (dash) and 0.125 (dot). B. Same as (A) but for the ratio between lateral ( $R_h$ ) and longitudinal ( $R_w$ ) radii of curvature.



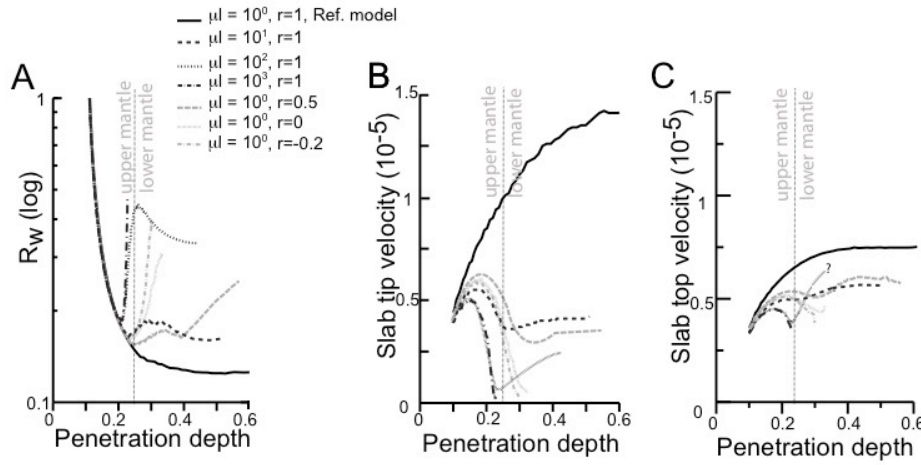
**Figure 5:** Geometry of the plate when subducted with an initial slab dip  $\alpha$  (A and C,  $\alpha=60^\circ$ , and B and D,  $\alpha=30^\circ$ ). A and B show across-strike profiles, regularly sampled in time ( $n=20$ ), and C and D give a 3D view of the plate geometry when it reaches  $\sim 660$  km depth. The  $y$ -velocity on the surface of the plate is color-coded.



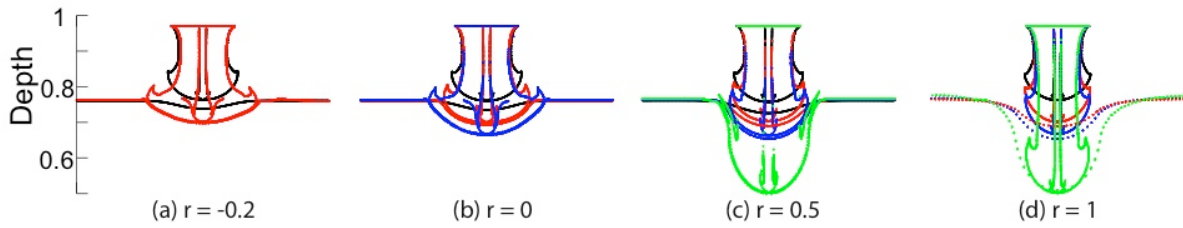
**Figure 6:** A. Cross sections at selected depths along-strike (black) and across-strike (grey) and classification as function of the plate to upper mantle viscosity ratio  $\mu_s$  (see Table 1). Framed profiles are a selection of geologically plausible scenarii. B. Vertical strain rate  $\dot{\epsilon}_{zz}$  profile along the central axis of the plate ( $x=0.5$  and  $y=0.5$ ). C. Radius of curvature of the jellyfish head  $R_w$  as a function of maximum penetration depth and  $\mu_s$ . D. Velocity of the plate head as a function of plate depth and  $\mu_s$ .



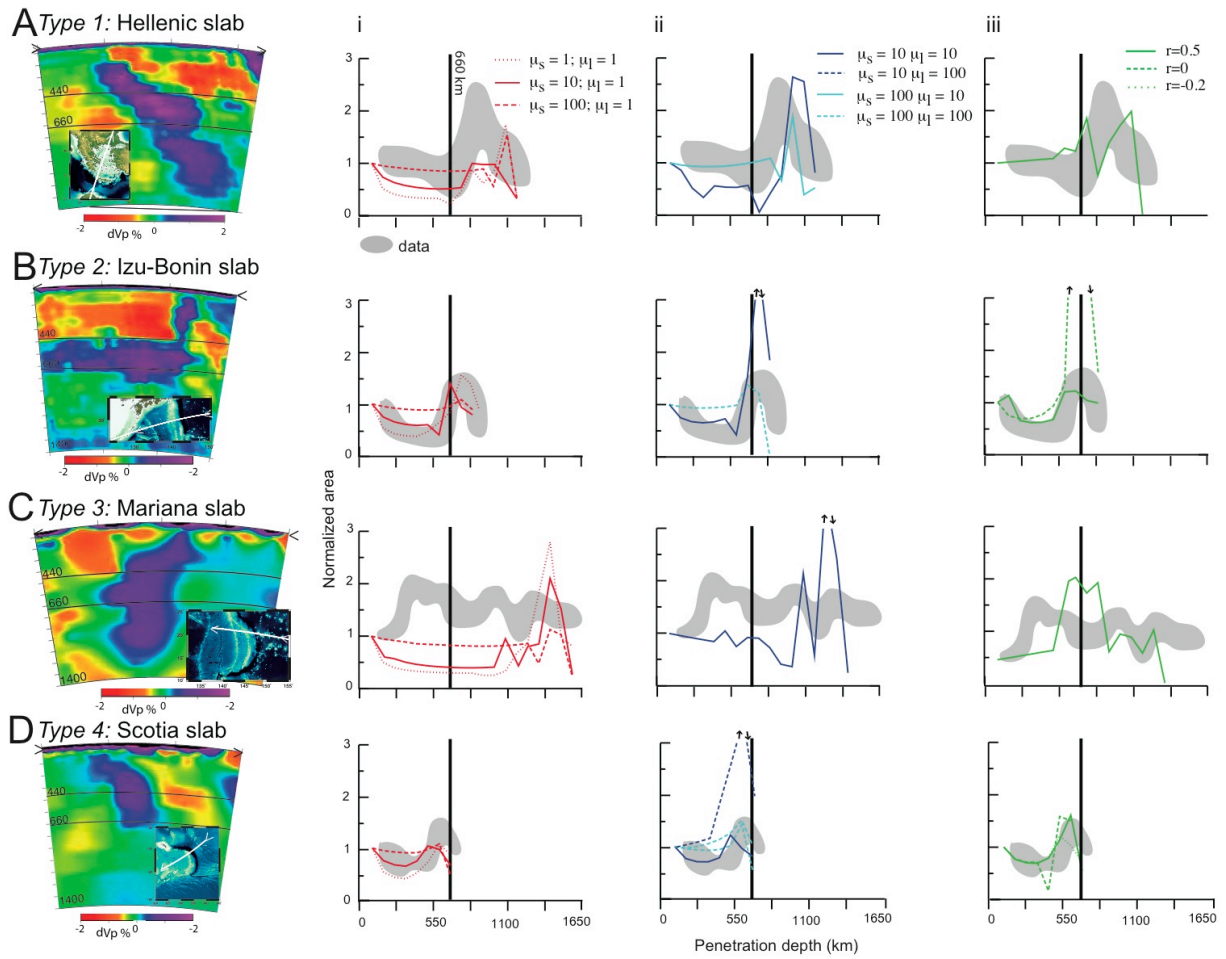
**Figure 7:** Different cases of slab geometry and slab penetration at the interface between the upper and lower mantle. Along-strike (black) and across-strike (gray) sections of the slab, as a function of the slab to upper mantle viscosity ratio  $\mu_s$  and the lower mantle to upper mantle viscosity ratio  $\mu_l$ . Solid black lines show the upper/lower mantle boundary.



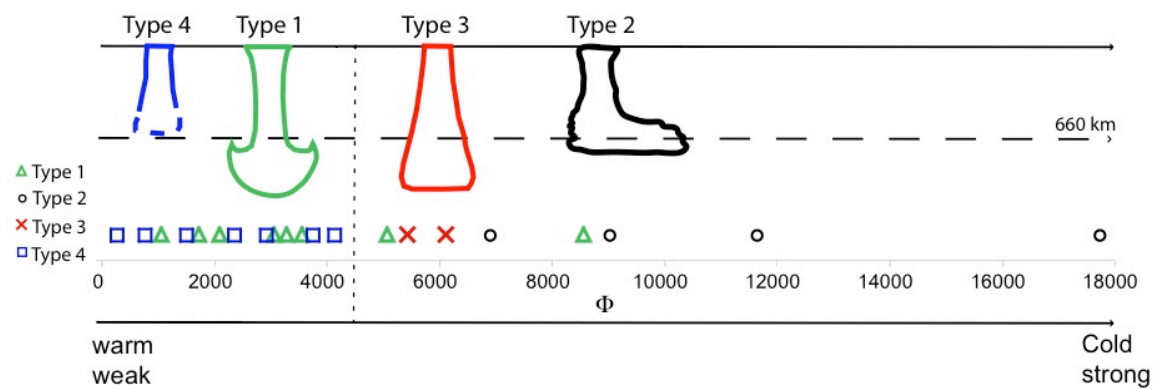
**Figure 8:** Radius of curvature  $R_w$  (A), velocity of slab tip (B), and velocity of slab top (C) measured as a function of the maximum plate penetration depth for different lower to upper mantle viscosity ratio  $\mu_l$  (black), and density indices  $r$  (see text). The slab to upper mantle viscosity ratio  $\mu_s$  is set to 10.



**Figure 9:** Across-strike and along-strike sections of the entire plate at four selected depths (0.24, 0.3, 0.34, 0.5) for different values of the density parameter  $r$  (see text). The upper/lower mantle boundary is indicated by horizontal lines. Note some selected depths at  $r=-0.2$  and  $r=0$  are missing when the plate does not cross the upper/lower mantle boundary.



**Figure 10:** Vertical profiles across seismic tomography model of Li *et al.* [2008] (left, global P-wave model) and right, slab thickening illustrated by the evolution of the predicted sectional area (by numerical models, color curves) and sectional area inferred from geophysical data (gray areas) as a function of maximum penetration depth. This is shown for ranges of (i) slab to upper mantle viscosity ratio (red curves), (ii) lower to upper mantle viscosity ratio (blue curves) and (iii) density contrast between the slab and the lower mantle (green curves), for the Hellenic (A), Izu-Bonin (B), Mariana (C) and Scotia (D) subduction zones which are type 1, 2, 3 and 4 respectively. It is only for visualization/illustration purpose that the vertical sections of seismic tomography models are provided, and the comparison remains qualitative.



**Figure 11:** Geometrical classification of slabs (types 1 (green), 2 (black), 3 (red) and 4 (blue), see text) and correlation to the thermal parameter  $\Phi$  [Wortel and Vlaar, 1988].  $\Phi$  is the product of the average age of lithosphere and of the subduction rate (age \*  $V_s$ ) along the trench segment (defined from [Gudmundson and Sambridge, 1998]).



1007 Table 1: Parameters used in the models

1008 \* reference value

	Description	Parameter	Model	Nature
Slab	Thickness	$h$	0.03	$\sim 83$ km
	Width	$w$	$0.125 / 0.25^* / 0.5$	$344 / 688 / 1375$ km
	Dip angle	$\alpha$	$90^* / 70 / 45 / 30$	$90^* / 70 / 45 / 30$
	Density	$\rho_s$	0.1024	$\sim 3328$ kg. m <sup>-3</sup>
	Viscosity ratio	$\mu_s$	$10^{-2} / 10^0 / 10^{1*} / 10^2$	$10^{-2} / 10^0 / 10^{1*} / 10^2$
	Uniform octree level	$L_s$	8 (0.0039)	$\sim 10.72$ km
Upper	660 km boundary	$z_{660}$	0.24	660 km
mantle	Density	$\rho_{um}$	0.1	$\sim 3250$ km.m <sup>-3</sup>
	Viscosity	$\mu_{um}$	1	$2.10^{-20}$
	Uniform octree level	$L_{um}$	6 (0.0156)	$\sim 43$ km
Lower	Density	$\rho_{lm}$	$0.1^* / 0.1012 / 0.1024 / 0.1032$	$\sim 3250^* / 3289 / 3328 / 3434$ kg.m <sup>-3</sup>
mantle	Viscosity ratio	$\mu_l$	$10^{0*} / 10^1 / 10^2 / 10^3$	$10^{0*} / 10^1 / 10^2 / 10^3$
	Uniform octree level	$L_l$	6 (0.0156)	$\sim 43$ km

1009

1010

1011

1012

1013

1014

1015

1016

1017

1018

1019     Table 2: Geometrical classification of slabs and subduction parameters

Category	Name <sup>(1)</sup>	Vs (mm/a) <sup>(2)</sup>	Age (My) <sup>(3)</sup>	Φ (Km) <sup>(4)</sup>
<b>Type 1</b>	N-Kuril	77.99	110	8591
	Central America	62.27	17.6	1089.26
	Alaska W	59.4	52	3091.92
	Alaska E	50.2	41.8	2128.45
	Peru	61.1	28.8	1756.51
	Java - Sumatra	47.39	69.93	3356.64
	Hellenic	42	100	5100
	North-central	68.13	52.12	3542.07
	Chile			
<b>Type 2</b>	S-Kuril	75	120.4	9042.04
	Japan	89.75	129.5	11661.47
	Izu-Bonin	50	138.25	6943.23
	Tonga	157.25	107.25)	17754.16
<b>Type 3</b>	Mariana	40.11	151.61	6143.23
	Kermadec	55	99	5464.8
<b>Type 4</b>	Scotia	40	38.16	1525.63
	Aleutian	53.21	56.23	2945.32
	Caribbean	8	96.66	788.23
	North America	31	9.4	292.90
	South Chile	70	33.8	2376.47
	Ryuku	85.8	44.2	3777,33
	Calabria	50	80	4160

1020     <sup>(1)</sup> Trench segmentation is based on Gudmunson and Sambridge [1998].

1021     <sup>(2)</sup>  $V_s = V_{sub} - V_t$ , where  $V_s$  is the average subduction velocity along the subduction zone  
1022     segments,  $V_{sub}$  is the velocity of the subducting plate and  $V_t$  is the trench migration velocity

1023 (from the compilation of Heuret and Lallemand [2005]). The classification of slab deformation is  
1024 based on the shape of the Wadati-Benioff zone inferred from deep seismicity [Engdahl *et al.*,  
1025 1998] and the results of the seismic tomography model of Li *et al.* [2008].

1026 <sup>(3)</sup> Mean subduction age along the trench segments (from [Heuret and Lallemand, 2005], after  
1027 [Muller *et al.*, 1997]).

1028 <sup>(4)</sup>  $\Phi$  : Slab thermal parameter (age \* Vs)

1029

### 3.3 Conclusions

Il est intéressant de voir comment une plaque qui plonge *librement* dans un fluide visqueux évolue vers une forme unique appelée une forme en *méduse*. Au regard des modèles et des données géophysiques (tomographie sismique et sismicité de la zone de Benioff pour l'essentiel), la lithosphère en subduction ne semble pas aussi rigide que nous le pensions. Au contraire, le rapport de viscosité entre la lithosphère et le manteau environnant ne serait excédé 100. Ce résultat, défendu dans le chapitre 2, est en accord avec (i) la morphologie et l'état de contrainte de la plaque en subduction calculée à partir de la sismicité du plan de Benioff indiquant une rigidité faible de la lithosphère (Bevis, 1986), et (ii) les modèles globaux en accord avec les anomalies du géoïde et de la topographie dynamique indiquant un slab 100 fois plus visqueux que le manteau environnant. De plus, pour que le panneau plongeant pénètre dans le manteau inférieur, il doit être de faible viscosité (Cizkova et al., 2002).

En supposant une faible viscosité de la lithosphère en subduction (le rapport de viscosité est inférieur à 100), j'apporte donc une interprétation alternative aux observations des géométries des slabs en profondeur et par conséquent un nouvel élément de réponse sur la compréhension de la dynamique de subduction.

De plus, contrairement aux interprétations faites concernant le comportement du panneau plongeant au niveau de la discontinuité à 660 km de profondeur, mes modèles démontrent que les sauts de viscosité et de densité entre le manteau supérieur et le manteau inférieur doivent être faibles pour permettre la pénétration de la lithosphère en profondeur, en accord avec les données du géoïde (Hager & Clayton, 1989; Moresi & Gurnis, 1996). Ce dernier résultat apporte une précision sur la structuration du manteau et évoque un scénario de convection pénétrative (Christensen & Yuen, 1984; Tao & O'Connell, 1993; Billen & Gurnis, 2003), avec une légère déformation de la lithosphère au niveau de l'interface. Ce modèle de convection peut être invoqué pour accommoder le comportement du slab en profondeur, mais cela implique que le système dit complexe fonctionne selon une gamme de conditions restrictives.

En effet, la conceptualisation d'un modèle simple présenté ici permet d'approcher facilement les lois physiques qui gouvernent la dynamique d'une lithosphère isolée en subduction dans le manteau. Cependant, ce type de modèle fait abstraction de paramètres présents sur la Terre en les fixant ou bien en ne les prenant pas en compte. Il est évident que, dans une zone de subduction, d'autres paramètres, pouvant être fortement impliqués dans la déformation du slab, vont intervenir tels que les interactions entre la surface et le manteau sous-jacent. D'abord, la lithosphère en subduction est entourée, à la surface,

par des plaques supérieure (à l'avant de la fosse) et adjacentes pouvant intervenir dans le comportement du slab en profondeur et plus particulièrement sur la cinématique de la fosse (Bonnardot et al., 2008b; Faccenda et al., 2009; Yamato et al., 2009). De nombreux auteurs ont aussi évoqué une relation entre la déformation de la lithosphère à l'interface entre le manteau supérieur et le manteau inférieur et la cinématique des plaques en surface (notamment la migration de la fosse (Griffiths et al., 1995; Guillou-Frottier et al., 1995; Olbertz et al., 1997; Bellahsen et al., 2005)). Aussi, à l'intérieur du manteau, il se produit une augmentation de la température avec la profondeur associée à des transformations minéralogiques et géochimiques qui peuvent, au cours de la descente du slab, changer ses propriétés physiques (densité et rhéologie) (Christensen & Yuen, 1984; Gurnis & Hager, 1988; Schmeling et al., 1999; Bina et al., 2001) et par conséquent la dynamique de subduction (Yamato et al., 2007). Néanmoins, l'approximation faite dans mes modèles, qui consiste à négliger la variation de température dans le manteau ainsi que le changement de la chimie du slab, semble raisonnable car (1) des modèles thermiques de la lithosphère en subduction ont montré que le slab chute trop rapidement par rapport au temps caractéristique de la chaleur conduite du manteau environnant, pour permettre un réchauffement de la plaque. La plaque semble donc rester froide, dense et plus visqueuse que le manteau durant sa descente (Orowan, 1965; McKenzie, 1969; Minner & Toksoz, 1970; Griggs, 1972), (2) des modèles numériques sur la subduction d'une lithosphère visqueuse montrent que les effets des changements de chimie sont négligeables sur les propriétés du slab (Richards & Davies, 1989; Gaherty & Hager, 1994).

Afin de mieux comprendre le devenir d'une lithosphère en subduction, des améliorations (1) des images de tomographie sismique de la structure profonde des panneaux plongeants, (2) des approches expérimentales sur les contrastes minéralogiques et géochimiques entre les manteaux supérieur et inférieur ainsi que (3) des modèles en trois dimensions de la convection mantellique (intégrant d'autres paramètres tels que la présence de transition de phase et des rhéologies dont la viscosité dépend de la température, afin de mieux incorporer les propriétés de la lithosphère et/ou des contraintes) sont nécessaires afin d'obtenir plus de certitudes sur le devenir d'une lithosphère en profondeur et sur les propriétés rhéologiques du manteau.

# Conclusions & Perspectives



La subduction est considérée comme un des moteurs principaux de la tectonique des plaques (Forsyth & Uyeda, 1975; Lithgow-Bertelloni & Richard, 1998; Becker & O’Connell, 2001; Conrad & Lithgow-Bertelloni, 2002), responsable de beaucoup de phénomènes importants sur Terre. Tremblements de terre, tsunamis ou encore éruptions volcaniques sont autant de phénomènes qui représentent les conséquences d’une dynamique interne intense. L’interaction entre le panneau plongeant, la plaque supérieure et le manteau environnant est un processus responsable de cette dynamique. Il est donc compréhensible que l’étude de ces zones soit un sujet phare au sein des Sciences de la Terre et particulièrement en Géodynamique. En effet, il suscite l’intérêt de nombreux scientifiques afin de progresser dans la compréhension de la dynamique interne de la terre, caractérisée par la tectonique des plaques et par la convection mantellique. Ces approches favorisent également le développement de nouvelles techniques d’enregistrement, de modélisation ou encore d’exploitation des données, toujours de plus en plus sophistiquées et performantes.

Tout au long de ce manuscrit, j’ai essayé de vous emmener en « Voyage au centre de la Terre ». Ma vision est sensiblement différente de celle de Jules Verne, mais également de celle proposée, jusqu’à maintenant, par les différents scientifiques. Ma démarche scientifique a été menée de façon à combiner les prédictions (modèles) avec les observations disponibles (pour l’essentiel les données de sismicité et de tomographie sismique) afin de comprendre la dynamique des zones de subduction et plus particulièrement le devenir d’une lithosphère en subduction dans les profondeurs de la Terre en m’intéressant aux processus physiques responsables de l’interaction entre celle-ci et le manteau environnant. L’ensemble des méthodes que j’ai utilisées constitue une approche simple et nouvelle afin de mieux comprendre les zones de subductions et de mieux appréhender les phénomènes catastrophiques associés.

La multiplicité des modèles disponibles sur la dynamique de subduction, testant de plus en plus de paramètres combinés les uns avec les autres, décrivent de façon précise et détaillée, les processus responsables de la dynamique de subduction (par exemple le comportement du panneau plongeant en profondeur dans un plan le plus souvent perpendiculaire à la fosse (Faccenna et al., 2001b; Funiciello et al., 2003a; Schellart, 2004), la migration de la fosse (Griffiths et al., 1995; Olbertz et al., 1997; Heuret et al., 2007; Giuseppe et al., 2008) ou bien encore le comportement du panneau plongeant à proximité de la zone de transition à 660 km de profondeur (Christensen & Yuen, 1984; Christensen, 1996) et dans le manteau inférieur (Ribe et al., 2007; Behounkova & Cizkova, 2008; Loubet et al., 2009)).



Un paramètre fondamental pouvant influencer ces observations est la rhéologie de la lithosphère considérée. Certains auteurs (Zhong & Gurnis, 1996; Gerya & Yuen, 2007; Bonnardot et al., 2008b) utilisent des rhéologies de lithosphère plus complexes le plus souvent non linéaire qu'une rhéologie visqueuse lineaire (Funiciello et al., 2003a; Schellart, 2004; Loiselet et al., 2009; Yamato et al., 2009), d'autres jouent sur l'hétérogénéité du manteau en intégrant le terme de thermicité (Stein & Stein, 1996; van Hunen et al., 2000; Honda, 2009) ou encore une viscosité radiale (Billen & Hirth, 2007) ou lateral (Moresi & Gurnis, 1996) pour rendre les modèles plus réalistes, et ainsi contraindre les modèles à se corréler avec les observations. Dans le dernier cas, la subduction est partie intégrante de la convection (Tackley, 2000). Par exemple, une rhéologie bien particulière est nécessaire pour créer un détachement du slab (*slab breakoff*) (Gerya et al., 2004), interprétation souvent donnée à l'observation de l'amincissement de la lithosphère dans le manteau supérieur permettant l'apparition d'une fenêtre mantellique à travers le slab appelée *slab window* (Wortel & Spakman, 2000).

La liberté sur ce paramètre est large, laissant à chacun un champ d'interprétation des images de tomographie sismique vaste. En effet, les estimations de la viscosité de la lithosphère disponibles sont basées sur des méthodes expérimentales (effectuées sur des roches mantellique récupérées à la surface de la terre, essentiellement les péridotites, dont on a encore du mal à décrire l'histoire, notamment à propos des processus responsables de leur emplacement à la surface de la Terre) qui prédisent une lithosphère rigide (Kohlstedt et al., 1995). Au contraire, les modèles prédisent une lithosphère seulement 100 fois plus visqueuse que le manteau environnant afin de pouvoir corrélérer les résultats au données du géoïde (Zhong & Davies, 1999; Hager, 1984) ou encore à la topographie dynamique (Richards & Hager, 1984; Ricard et al., 1993). L'incertitude de ces méthodes atteignent le plus souvent plusieurs ordres de grandeurs, et donc pousse la majorité des auteurs à utiliser des viscosités de la lithosphère rigide (Kincaid & Griffiths, 2003) ou isovisqueux (Husson, 2006), en passant par des gammes de rapport de viscosité compris entre  $10^2$  et  $10^6$  (Guillou-Frottier et al., 1995; Faccenna et al., 2001b; Stegman et al., 2006; Yamato et al., 2009).

Dans le cadre de ma thèse, j'ai proposé (1) de quantifier la rhéologie de la lithosphère en subduction et (2) d'apporter des précisions sur la structuration du manteau, par l'intermédiaire du comportement du slab (mouvement et déformation). J'ai alors examiné les géométries des panneaux plongeants imagés grâce aux observations sismiques (sismicité, tomographie sismique). Par conséquent, j'ai également été amenée à m'intéresser aux flux

mantelliques associés.

Dans un premier temps, j'ai voulu comprendre quelles géométries une lithosphère en subduction adoptera en faisant l'hypothèse que le système minimise l'énergie. Il ressort de cette étude, à l'aide d'un code numérique 3D *DOUAR* (Braun et al., 2008), que la lithosphère privilégie un mouvement en retrait plutôt qu'une verticalisation du slab.

Je me suis alors intéressée plus particulièrement à la déformation longitudinale des slabs en retrait à la surface de la Terre (c'est-à-dire le long du panneau). Une courbure affecte des slabs de faible largeur en retrait (Dvorkin et al., 1993; Morra et al., 2006; Schellart et al., 2007; Morra et al., 2008), en surface (Frank, 1968; Tovish & Schubert, 1978) comme en profondeur (Gudmundsson & Sambridge, 1998). Ce constat indique que la lithosphère connaît un fort couplage avec les flux mantelliques associés (essentiellement toroïdaux) à son déplacement. Ce couplage est dû à l'équilibre des forces entre le mouvement de la lithosphère (*slab pull*) et les forces visqueuses (*drag Force*) (Schellart, 2004; Funiciello et al., 2006; Piromallo et al., 2006) qui nous renseigne sur la rhéologie du slab. Les résultats d'un modèle semi-analytique, confrontés aux observations géophysiques, permettent alors d'établir un rapport de viscosité entre la lithosphère en subduction et le manteau supérieur faible, de l'ordre de 50, proposant ainsi une viscosité du slab plus faible que ce que nous pouvions penser (Loiselet et al., 2009).

Ce résultat apporte alors une nouvelle interprétation sur les observations de la déformation de la lithosphère en subduction dans le manteau. En effet, les images de tomographie sismique (van der Hilst & Widiyantoro, 1997; Grand et al., 1997; Bijwaard et al., 1998; Karason & Van der Hilst, 2000; Fukao et al., 2001) montrent, de façon grossière, une multitude de géométries des slabs en profondeur. Notamment, ces images reflètent un épanchement des slabs dans le manteau inférieur. La cinématique des plaques, quant à elle, confirme leur faculté à pénétrer dans le manteau inférieur (Goes et al., 2008). Dans l'hypothèse d'une lithosphère de faible viscosité, je montre que le temps caractéristique de *médusification* est inférieur ou égal à celui de la subduction, permettant à la lithosphère d'adopter une forme spécifique en *méduse* lors de sa descente dans le manteau. En confrontant les résultats numériques aux observations géologiques et géophysiques, mon interprétation est validée. Cependant, les observations géophysiques utilisées (tomographie sismique) possèdent des incertitudes d'ordre de grandeur élevé, malgré les efforts permanent de précision, qui permettent seulement d'approximer l'interprétation.

Par la même occasion, cette méthode d'étude me permet de préciser la structuration du manteau et plus particulièrement la nature physique de l'interface manteau supérieur / manteau inférieur (à 660 km de profondeur) connaissant un faible saut de densité et de

viscosité pour permettre à la lithosphère de s'épancher dans le manteau inférieur.

L'hypothèse, soutenue dans cette thèse, d'une lithosphère très faiblement visqueuse est validée par un ensemble de méthodes de modélisations variées (semi analytique, analogique et numérique) qui m'ont permis d'élaborer des modèles simplifiés au maximum mais performants. Cette vision simpliste du système lithosphère / manteau m'a permis d'établir des lois physiques simples responsables des processus observés dans les modèles au delà de la description.

Le but de ce travail n'a été, en aucun cas, d'essayer de reproduire l'ensemble des paramètres qui composent le système lithosphère / manteau. Il serait donc maintenant intéressant de regarder si l'ajout de propriétés plus réalistes de la lithosphère (comme l'utilisation de rhéologies plus complexes) et du manteau (comme une variation radiale de la viscosité du manteau ou bien l'introduction de la thermicité dans les modèles) a un impact ou non sur la déformation du panneau plongeant et sur les flux mantelliques associés au regard des premiers résultats obtenus lors de ce travail de thèse.

Les données acquises pendant ma thèse peuvent ainsi servir de base à l'élaboration de nouveaux projets. Maintenant que la rhéologie du slab est précisée et que les flux mantelliques (poloïdaux et toroïdaux), engendrés par les mouvements et la déformation du slab en profondeur, sont mieux contraints physiquement, il serait intéressant de mettre en évidence la signature en surface de ces flux en fonction des géométries adoptées par la lithosphère. J'envisage, tout particulièrement, de m'intéresser à l'étude de la déformation de la plaque supérieure (comme la formation des bassins arrière arc ou bien la variation de la chimie du volcanisme arrière arc...), qui, aujourd'hui, n'est pas ou très peu introduite dans les modèles de subduction (Bonnardot et al., 2008b; Clark et al., 2008; O'Driscoll et al., 2009; Guillaume et al., 2009).

Également, la plaque supérieure renferme, la plupart du temps, des gisements de minéral de type porphyre et/ou épithermal, données de métallogénie qui peuvent être un outil puissant pour contraindre la géodynamique des zones de subduction. Deplus, ce facteur est, dans notre société un atout majeur au développement économique. Les résultats sur la géométrie et la déformation de la lithosphère ainsi que ceux sur les flux mantelliques associés permettront de mieux contraindre et d'améliorer les cartes de prédictivité des gisements (Billa et al., 2004).

Au regard de la fréquence des aléas au niveau des zones de subduction et de la richesse en minéral, comprendre les interactions entre les divers acteurs de la subduction est primordial du point de vue du scientifique comme du politicien, de l'économiste ou

de l'industriel. De nombreux efforts sont encore nécessaires pour préciser les processus responsables de la dynamique interne de la terre. L'apport conjoint de données sismologiques, géodynamiques et minéralogiques peut être un très bon moyen de progresser dans la compréhension de cet aspect de la dynamique interne de la Terre. Cette progression se fera simultanément avec l'élaboration de modèles numériques, analogiques ou conceptuels que l'on comparera, en fonction du paramétrage choisi, aux observations (pour l'essentiel issues de l'activité sismique). Cependant, il me semble primordial que la conception de modèles s'opère de façon à simplifier au maximum le problème afin, qu'au delà de leur description, les lois physiques qui contrôlent la dynamique observée, puissent être mises en évidence. C'est la méthode d'étude que j'ai cherchée à appliquer tout au long de ma thèse.

# Conclusions & Perspectives

I have investigated the behaviour of a subducting slab, driven by negative buoyancy forces arising from its high density with respect to the surrounding mantle. This is based on the commonly accepted hypothesis that the negative buoyancy of slabs is the main driving force for plate tectonics (Forsyth & Uyeda, 1975; Lithgow-Bertelloni & Richard, 1998; Becker & O’Connell, 2001; Conrad & Lithgow-Bertelloni, 2002). Earthquakes, tsunamis or volcanic eruptions are phenomena that characterize the Earth’s interior dynamics. The interactions between the subducting plate, overriding plate and the surrounding mantle are processes responsible for such dynamics. For this reason, subduction zones are of interest to many researchers to improve our knowledge on the Earth’s dynamics and their link with plates tectonics and mantle convection. These however requires improvements in data prospecting and processing and in the development of modelling methods.

During this dissertation, I attempted to take you on a “Journey to the Centre of the Earth”. My view of the Earth’s interior is vastly different from the one described by the French writer Jules Verne, and also differs from those of other scientists. My scientific approach was based on a combination of models prediction and available geological data (seismicity) and was aimed at understanding subduction zone dynamics, and in particular the fate of the sinking lithosphere into the deep mantle. I provided new insights on the physical processes responsible for the lithosphere - mantle interactions. The methods I use were part of a multi faceted approach to understanding the complex subduction system and providing insights on the natural hazards associated with such processes.

The wide variety of existing models pertaining to subduction dynamics, were developed to test a wide range of parameters. At present, parameters examined include slab behavior in the slab downdip plan (Faccenna et al., 2001b; Funiciello et al., 2003a; Schellart, 2004), trench migration (Griffiths et al., 1995; Olbertz et al., 1997; Heuret et al., 2007; Giuseppe et al., 2008) or slab geometry at the 660 km discontinuity (Christensen & Yuen, 1984; Christensen, 1996) and in mid-mantle (Ribe et al., 2007; Behounek & Cizkova, 2008; Loubet et al., 2009).

Rheology is a fundamental property which influences slab dynamics. Some authors use a non linear rheology (Zhong & Gurnis, 1996; Gerya & Yuen, 2007; Bonnardot et al., 2008b), while others use a simple viscous rheology (Funiciello et al., 2003a; Schellart, 2004; Loiselet et al., 2009; Yamato et al., 2009), or include the temperature dependance of mantle rheology (Stein & Stein, 1996; van Hunen et al., 2000; Honda, 2009) or assume a radial viscosity (Billen & Hirth, 2007). All aim at producing model results that agree with one or several aspects of the observational constraints. For example, to reproduce slab breakoff, a complex, non linear rheology had to be introduced in the models (Gerya et al., 2004). However, the value of the parameter used in these complex models given that there are usually derived from indirect observation.

Indeed, estimation of the lithosphere viscosity is provided by rock strength experiments that predict the existence of stiff slabs (Kohlstedt et al., 1995). However, global modelling suggests that slab to surrounding mantle viscosity ratio should be only 100, in order to match the observed geoid (Zhong & Davies, 1999; Hager, 1984) and dynamic topography (Richards & Hager, 1984; Ricard et al., 1993). The uncertainty attached to these estimates remain large and therefore, the lithosphere strength is still a matter of significant debate. The estimate of the viscosity ratio between the slab and the mantle strongly depends on assumptions and extrapolations adopted. Commonly used values for the viscosity ratio between a slab and the surrounding mantle range between almost rigid (Kincaid & Griffiths, 2003) and isoviscous (Husson, 2006) while commonly used values range between  $10^2$  and  $10^6$  (Guillou-Frottier et al., 1995; Faccenna et al., 2001b; Stegman et al., 2006; Yamato et al., 2009).

During my thesis, I created dynamical models of subduction systems to provide important insights into the temporal evolution of subducting slabs and on the controls exerted by the properties of the slab, such as rheology, on slab geometries constrained by seismic observation (seismicity and seismic tomography). I have also studied the mantle flow associated with slab behavior and its time evolution. First, I have used a simplified version of the 3D numerical code DOUAR (Braun et al., 2008) to calculate velocities, stress field and dissipated energy for different subducting slab modes in a viscous fluid at low Reynolds number. In this study, slabs preferentially retreat and then steepen. The retreating mode is the most efficient mechanism to dissipate energy.

Then, I focused more particularly on slab longitudinal curvature (Frank, 1968; Tovich & Schubert, 1978; Gudmundsson & Sambridge, 1998) and under what conditions narrow slabs retreat (Dvorkin et al., 1993; Morra et al., 2006; Schellart et al., 2007; Morra et al.,

2008). To test the hypothesis that the curvature of a subducting slab is primarily controlled by the viscosity contrast between the slab and the surrounding mantle, I developed a 2D finite difference flow model to explore the geometrical response of a viscous slab subjected to a toroidal mantle flow (i.e. in a longitudinal plane, parallel to the surface). Comparison between the model predictions and geophysical observations (seismicity, seismic tomography, RUM model (Gudmundsson and Sambridge, 1998)) of slab curvature provided an average slab to mantle viscosity ratio of approximately 50 (Loiselet et al., 2009). This result, predicting a weak lithosphere, is based on a new interpretation of the subducting lithosphere geometry observed in the mantle. Indeed, seismic tomography images show a wide variety of slab geometries at depth (van der Hilst & Widiyantoro, 1997; Grand et al., 1997; Bijwaard et al., 1998; Karason & Van der Hilst, 2000; Fukao et al., 2001). Particularly, it indicates that some slabs seem to directly penetrate the 660 km discontinuity and thicken in the deep mantle, whilst others are deflected and lay upon the 660 km discontinuity.

Consequently, I have investigated the temporal geometric evolution of a sinking slab in a viscous mantle. On one hand, I expanded on the main thesis focus by using a three-dimensional numerical model, while on the other hand, I collaborated with Prof. D. Grujic (Dalhousie University, Halifax, Canada) by making use of his AML to explore this problem using an experimental monitoring technique : The Particle Image Velocimetry (PIV). I showed that a weak lithosphere sinking in to a viscous mantle reaches an “ideal” shape which I named a “jellyfish” shape. Comparing these results to observations validated my weak slab interpretation. This study also let me to make a clear statement on the low density and low viscosity jump across the 660 discontinuity.

The hypothesis defended in this thesis is that the lithosphere probably possesses a low viscosity with respect to the surrounding mantle. This result is validated by at least two modelling results, corroborated by observations.

The simplified parameterization I have used to represent subduction zones allowed me to establish simple physical arguments to explain a broad range of observation which are also affected by an important uncertainty inherent to geophysical data. The aim of this work was to create simple models to understand the influence of each parameter on the processes responsible for subduction zones dynamics. My models should be improved by using more complex rheologies and, potentially, integrating a greater range of model parameters (such as the temperature or a radial viscosity stratification). It would be interesting to test if these parameters have a fundamental impact on the basic results obtained during my thesis work.

Results obtained during my thesis should help better constrain and calibrate next generation models. In this regards, my future research plans include using models and observational data to investigate overriding plate deformation in subduction zones (i.e. back arc extension and volcanism migration) as well as the mantle mixing between the upper mantle beneath and above the subducting lithosphere, exploring the idea that such a mixing is mostly controlled by the slab retrograde motion associated with the trench retreat process or “slab rollback”. Improved (1) seismic images of deep slab structures, (2) experimental works on chemical contrasts between the upper and lower mantles, and (3) more detailed three-dimensional models calculations that include phase transitions and temperature-dependent viscosity, are needed before there will be any consensus on the fate of descending slabs. However, in my mind, it remains important to use simple models to describe the first-order processes responsible for the dynamics observed by in subduction systems. This is the method that I have attempted to use during my thesis.



# Bibliographie

- Adam, J., Urai, J., Wieneke, B., Oncken, O., Pfeiffer, K., Kukowski, N., Lohrmann, J., Hoth, S., van der Zee, W., & Schmatz, J., 2005. Shear localisation and strain distribution during tectonic faulting - new insights from granular flow experiments and high-resolution optical image correlation techniques, *Journal of Structural Geology*, **27**, 283–301.
- Akaogi, M., E., I., & Navrotsky, A., 1989. Olivine-modified spinel spinel transitions in the system  $\text{mg}_2\text{SiO}_4$  -  $\text{Fe}_2\text{SiO}_4$  : calorimetric measurements, thermochemical calculation, and geophysical application, *Journal of Geophysical Research*, **94**, 15671–15685.
- Amestoy, P., Duff, I., Koster, J., & L'Excellent, A., 2001. A fully asynchronous multifrontal solver using distributed dynamic scheduling, *SIAM J. Matrix Anal. Appl.*, **23**, 15–41.
- Anderson, D., 1979. The upper mantle transition region : eclogite?, *Journal of Geophysical Research*, **6**.
- Anderson, D., 1987. A seismic equation of state ii. shear properties and thermodynamics of the lower mantle, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **45**, 303–323.
- Apperson, K. D. & Frohlich, C., 1987. The relationship between wadati-benioff zone geometry and p, t and b axes of intermediate and deep focus earthquakes, *Journal of Geophysical Research*, **92**.
- Avouac, J. P. & Burov, E. B., 1996. Erosion as a driving mechanism of intracontinental mountain growth, *Journal of Geophysical Research*, **101**, 17747–17769.
- Baccheschi, P., Margheriti, L., & Steckler, M. S., 2007. Seismic anisotropy reveals focused mantle flow around the calabrian slab (southern Italy), *Geophysical Research Letters*, **34**.
- Baccheschi, P., Margheriti, L., & Steckler, M. S., 2008. S k s splitting in southern Italy : Anisotropy variations in a fragmented subduction zone, *Tectonophysics*, **462**, 49–67.

- Bachelor, G., 1967. *An Introduction to Fluid Dynamics*, Cambridge University Press.
- Barruol, G. & Hoffmann, R., 1999. Seismic anisotropy beneath the geoscope stations from sks splitting, *Journal of Geophysical Research*, **104**, 10757–10774.
- Barruol, G., Silver, P., & Vauchez, A., 1997. Seismic anisotropy in the eastern us : deep structure of a complex continental plate, *Journal of Geophysical Research*, **102**, 8329–8348.
- Becker, T., 2006. On the effect of temperature and strain-rate dependent viscosity on global mantle flow, net rotation, and plate-driving forces, *Geophysical Journal International*, **167**, 943–957.
- Becker, T. & Boschi, L., 2002. A comparison of tomographic and geodynamic mantle models, *Geochemistry Geophysics Geosystems*, **3**.
- Becker, T. & O’Connell, R. J., 2001. Predicting plate velocities with mantle circulation models, *Geochemistry Geophysics Geosystems*, **2**.
- Becker, T. W., Faccenna, C., O’Connell, R. J., & Giardini, D., 1999. The development of slabs in the upper mantle : Insights from numerical and laboratory experiments, *Journal of Geophysical Research*, **104**(B7), 15207–15226.
- Behounkova, M. & Cizkova, H., 2008. Long-wavelength character of subducted slabs in the lower mantle, *Earth and Planetary Science Letters*, **275**, 43–43.
- Bellahsen, N., Faccenna, C., & Funiciello, F., 2005. Dynamics of subduction and plate motion in laboratory experiments : Insights into the “ plate tectonics” behavior of the earth, *Journal of Geophysical Research*, **110**(B01401), doi :10.1029/2004JB002999.
- Bercovici, D., 2003. The generation of plate tectonics from mantle convection, *Earth and Planetary Science Letters*, **205**, 107–121.
- Bevis, M., 1986. The curvature of wadati-benioff zones and the torsional rigidity of subducting plates, *Nature*, **323**, 52–53, doi : 10.1038/323052a0.
- Bevis, M., 1988. Seismic slip and down dip strain rate in wadati-benioff zones, *Science*, **240**, 1317–1319.
- Bijwaard, H., Spakman, W., & Engdahl, E. R., 1998. Closing the gap between regional and global travel time tomography, *Journal of Geophysical Research*, **103**.

- Billa, M., Cassard, D., Lips, A. L. W., Bouchot, V., Tourli re, B., Stein, G., & Guillou-Frottier, L., 2004. Predicting gold-rich epithermal and porphyry systems in the central andes with a continental-scale metallogenic gis, *Ore Geology Reviews*, **25**(1-2), 39 – 67.
- Billen, M. & Gurnis, M., 2003. Comparison of dynamic flow models for the central aleutian and tonga-kermadec subduction zones, *Geochemistry Geophysics Geosystems*, **4**.
- Billen, M. & Gurnis, M., 2005. Constraints on subducting plate strength within the kermadec trench, *Journal of Geophysical Research*, **110**.
- Billen, M., Gurnis, M., & Simons, M., 2003. Multiscale dynamics of the tonga-kermadec subduction zone, *Geophysical Journal International*, **153**, 359–388.
- Billen, M. I. & Hirth, G., 2007. Rheologic controls on slab dynamics, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **8**(Q08012).
- Bina, C. & Hellfrich, G., 1994. Phase transition clapeyron slopes and transition zone seismic discontinuity topography, *Journal of geophysical Research*, **99**, 15853–15860.
- Bina, C., Stein, S., Marton, F., & Van Ark, E., 2001. Implications of slab mineralogy for subduction dynamics, *Physics of the Earth and Planetary Interior*, **127**, 51–66.
- Bird, P. & Yuen, D. A., 1979. The use of the minimum-dissipation principle in tectonophysics, *Earth and Planetary Science Letters*, **45**, 214 – 217.
- Bodria, L. & Bodria, B., 1978. Numerical investigation of tectonic flow in island-arc areas, *Tectonophysics*, **50**, 163–175.
- Bonnardot, M., Hassani, R., Tric, E., Ruellan, E., & Regnier, M., 2008a. Effect of margin curvature on plate deformation in a 3-d numerical model of subduction zones, *Geophysical Journal International*, **173**(3), 1084–1094, 10.1111/j.1365-246X.2008.03752.x.
- Bonnardot, M. A., Hassani, R., & Tric, E., 2008b. Numerical modelling of lithosphere-aesthenosphere interaction in a subduction zone, *Earth and Planetary Science Letters*, **272**(3-4), 698–708, 0012-821X doi : DOI : 10.1016/j.epsl.2008.06.009.
- Brace, W. & Kohlstedt, D., 1980. Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments, *Journal of Geophysical Research*, **85**, 6248–6252.
- Braun, J. & Sambridge, M., 1997. Modelling landscape evolution on geological time scales : a new method based on irregular spatial discretization., *Basin Research*, **9**, 27–52.

- Braun, J., Thieulot, C., Fullsack, P., DeKool, M., Beaumont, C., & Huisman, R., 2008. Douar : A new three-dimensional creeping flow numerical model for the solution of geological problems, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **171**(1-4), 76–91, 0031-9201 doi : DOI : 10.1016/j.pepi.2008.05.003.
- Brun, J.-P. & Faccenna, C., 2008. Exhumation of high-pressure rocks driven by slab rollback, *Earth and Planetary Science Letters*, **272**, 1–7.
- Buffett, B. A. & Rowley, D. B., 2006a. Plate bending at subduction zones : Consequences for the direction of plate motions, *Earth and Planetary Science Letters*, **245**(1-2), 359 – 364.
- Buffett, B. A. & Rowley, D. B., 2006b. Plate force due to bending at subduction zones, *Journal of Geophysical Research*, **111**.
- Buiter, S., Govers, R., & Wortel, M., 1998. The role of subduction in the evolution of the apennines foreland basin, *Tectonophysics*, **296**, 249–268.
- Burov, E. & Watts, A. B., 2006. The long-term strength of continental lithosphere : “jelly sandwich” or “creme brulee”, *GSA Today*, pp. 1052–5173.
- Buttles, J. & Olson, P., 1998. A laboratory model of subduction zone anisotropy, *Earth and Planetary Science Letters*, **164**, 245–262.
- Capitanio, F., Faccenna, C., & Funiciello, F., 2009. The opening of sirte basin : Result of slab avalanching ?, *Earth and Planet. Sci. Lett.*, **285**, 210–216.
- Capitanio, F. A., Morra, G., & Goes, S., 2007. Dynamic models of downgoing plate-buoyancy driven subduction : Subduction motions and energy dissipation, *Earth and Planetary Science Letters*, **262**(1-2), 284–297.
- Carlson, R., Hilde, T., & Uyeda, S., 1983. The driving mechanism of plate tectonics : Relation to age of the lithosphere at trenches, *Geophysical Research Letters*, **10**, 297–300.
- Chapple, W. M. & Tullis, T. E., 1977. Evaluation of the forces that drive the plates, *Journal of Geophysical Research*, **82**, 1967–1984.
- Chemenda, A. I., Mattauer, M., & Bokun, A. N., 1996. Continental subduction and a mechanism for exhumation of high-pressure metamorphic rocks : new modelling and field data from oman, *Earth and Planetary Science Letters*, **143**(1-4), 173–182.

- Chemenda, A. I., Lallemand, S., & Bokun, A., 2000. Strain partitioning and interplate friction in oblique subduction zones : Constraints provided by experimental modeling., *Journal of Geophysical Research*, **103**, 5567–5581.
- Cheng, J., Finnigan, P., Hathaway, A., Kela, A., & Schroeder, W., 1986. *Quadtree/Octree Meshing with Adaptive Analysis*, In : Sengupta, S., Hauser, J., Eiseman, P., Thompson, J. (Eds.) Numerical Grid Generation in Computational Fluid Mechanics 88. Pineridge Press, Swansea, UK.
- Christensen, U., 1995. Effects of phase transitions on mantle convection., *Annual Review of Earth Planetary Sciences*, **23**, 65–87.
- Christensen, U., 1996. The influence of trench migration on slab penetration into the lower mantle, *Earth and Planetary Science Letters*, **140**, 27–39.
- Christensen, U. & Yuen, D., 1984. The interaction of a subducting lithosphere slab with a chemical or phase boundary, *Journal of Geophysical Research*, **89**, 4389–4402.
- Civello, S. & Margheriti, L., 2004. Toroidal mantle flow around the calabrian slab (italy) from sks splitting, *Geophysical Research Letters*, **31**.
- Cizkova, H., Yuen, D., & Zhou, H.-w., 1997. Slope of the geoid spectrum and constraints on mantle viscosity stratification, *Geophysical Research Letters*, **23**, 3063–3066.
- Cizkova, H., Cadek, O., den Berg, A. V., & Vlaar, N., 1999. Can lower mantle slab-like seismic anomalies be explained by thermal coupling between upper and lower mantles?, *Geophysical Research Letters*, **26**, 1501–1504.
- Cizkova, H., van Hunen, J., van den Berg, A., & Vlaar, N., 2002. The influence of rheological weakening and yield stress on the interaction of slabs with the 670 km discontinuity, *Earth and Planetary Science Letters*, **199**, 447–457.
- Cizkova, H., van Hunen, J., & van den Berg, A., 2007. Stress distribution within subducting slabs and their deformation in the transition zone, *Physics of The Earth and Planetary Interiors*, **161**(3-4), 202–214.
- Clark, S. R., Stegman, D., & Muller, R. D., 2008. Episodicity in back-arc tectonic regimes, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **171**(1-4), 265–279, 0031-9201 doi : DOI : 10.1016/j.pepi.2008.04.012.

- Cloos, M., 1993. *Lithospheric buoyancy and collisional orogenesis : Subduction of oceanic plateaus, continental margins, island arcs, spreading ridges and seamounts*, vol. 105, Geological Society of America Bulletin.
- Conrad, C. P. & Hager, B. H., 1999a. The thermal evolution of an earth with strong subduction zones, *Geophysical Research Letters*, **26**, 3041–3044.
- Conrad, C. P. & Hager, B. H., 1999b. Effect of plate bending and fault strength at subduction zones on plate dynamics, *Journal of Geophysical Research*, **104**, 17551–17571.
- Conrad, C. P. & Hager, B. H., 2001. Mantle convection with strong subduction zones, *Geophysical Journal International*, **144**, 271–288.
- Conrad, C. P. & Husson, L., 2009. Influence of dynamic topography on sea level and its rate of change, *Lithosphere*, **1**(2), 110–120.
- Conrad, C. P. & Lithgow-Bertelloni, C., 2002. How mantle slabs drive plate tectonics?, *Science*, **298**, 207–209.
- Conrad, C. P., Behn, M. D., & Silver, P. G., 2007. Global mantle flow and the development of seismic anisotropy : Differences between the oceanic and continental upper mantle, *Journal of Geophysical Research*, **112**.
- Creager, K. C. & Jordan, T. H., 1986. Slab penetration into the lower mantle beneath the Mariana and other island arcs of the northwest Pacific, *Journal of Geophysical Research*, **91**.
- Davies, G., 1995. Penetration of plates and plumes through the mantle transition, *Earth and Planetary Science Letters*, pp. 507–516.
- Davies, G. F., 1980. Mechanics of subducted lithosphere, *Journal of Geophysical Research*, **85**, 6304–6318.
- Davy, P. & Cobbold, P., 1991. Experiments of a 4-layer continental lithosphere, *Tectonophysics*, **188**, 1–25.
- DeMets, C., Gordon, R. G., Argus, D. F., & Stein, S., 1990. Current plate motion, *Geophysical Journal International*, **101**, 425–478.
- DeMets, C., Gordon, R. G., Argus, D. F., & Stein, S., 1994. Effect of recent revisions to the geomagnetic reversal time scale on estimates of current plate motions, *Geophysical Research Letters*, **21**, 2191–2194, 10.1029/94GL02118.

- Dewey, J. F., 1979. Episodicity, sequence, and style at convergent plate boundaries, *Geological Association of Canada Special Paper*, **20**, 553–573.
- Ding, X.-Y. & Grand, S. P., 1994. Seismic structure of the deep kurile subduction zone, *Journal of Geophysical Research*, **99**.
- Doglioni, C., Moretti, I., & Roure, F., 1991. Basal lithospheric detachment, eastward mantle flow and mediterranean geodynamics : a discussion, *Journal of Geodynamics*, **13**, 46–66.
- Doglioni, C., Harabaglia, P., Merlini, S., Mongelli, F., Peccerillo, A., & Piromallo, C., 1999. Orogens and slabs vs. their direction of subduction, *Earth-Science Reviews*, **45**, 167–208.
- Duffy, T. & Anderson, D., 1989. Seismic velocities in mantle minerals and the mineralogy of the upper mantle, *Journal of Geophysical Research*, **94**, 1895–1912.
- Dvorkin, J., Nur, A., Mavko, G., & Ben-Avraham, Z., 1993. Narrow subducting slabs and the origin of backarc basins, *Tectonophysics*, **227**, 63–79.
- Dziewonski, A. M. & Woodhouse, J., 1987. Global images of the earth's interior., *Science*, **236**, 37–48.
- Elsasser, W. M., 1971. Sea-floor spreading as thermal convection, *Journal of Geophysical Research*, **76**, 1101–1112.
- Engdahl, E. R., van der Hilst, R., & Buland, R., 1998. Global teleseismic earthquake relocation with improved travel times and procedures for depth determination, *Bulletin of the Seismological Society of America*, **88**(3), 722–743.
- England, P., Engdahl, R., & Thatcher, W., 2004. Systematic variation in the depths of slabs beneath arc volcanoes, *Geophysical Journal International*, **156**, 377–408.
- Enns, A., Becker, T., & Schmeling, H., 2005. The dynamics of subduction and trench migration for viscosity stratification, *Geophysical Journal International*, **160**, 761–775.
- Espurt, N., Funiciello, F., Martinod, J., Guillaume, B., Regard, V., Faccenna, C., & Brusset, S., 2008. Flat subduction dynamics and deformation of the south american plate : Insights from analog modeling, *Tectonics*, **27**, TC3011, doi :10.1029/2007TC002175.
- Faccenna, M., Minelli, G., & Gerya, T., 2009. Coupled and decoupled regimes of continental collision : Numerical modeling, *Earth and Planetary Science Letters*, **278**, 337–349.

- Faccenna, C., Giardini, D., Davy, P., & Argentieri, A., 1999. Initiation of subduction at atlantic-type margins : insights from laboratory experiments., *Journal of Geophysical Research*, **104**, 2749–2766.
- Faccenna, C., Becker, T., Lucente, F., Jolivet, L., & Rossetti, F., 2001a. History of subduction and back-arc extension in the central mediterranean, *Geophysical Journal International*, **145**, 809–820.
- Faccenna, C., Funiciello, F., Giardini, D., & Lucente, P., 2001b. Episodic back-arc extension during restricted mantle convection in central mediterranean, *Earth and Planetary Science Letters*, **187**, 105–116.
- Faccenna, C., Heuret, A., Funiciello, F., Lallemand, S., & Becker, T. W., 2007. Predicting trench and plate motion from the dynamics of a strong slab, *Earth and Planetary Science Letters*, **257**.
- Fischer, K., Parmentier, E. M., Stine, A. R., & Wolf, E. R., 2000. Modeling anisotropy and plate-driven flow in the tonga subduction zone back arc, *Journal of Geophysical Research*, **105**, 16181–16191.
- Fischer, K. M., Fouch, M. J., Wiens, D. A., & Boettcher, M. S., 1998. Anisotropy and flow in pacific subduction zone back-arcs, *Pure and Applied Geophysics*, **151**(2), 463–475, 10.1007/s000240050123.
- Forsyth, D. W. & Uyeda, S., 1975. On the relative importance of the driving forces of plate motion, *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society J. R. Astron. Soc.*, **43**, 163–200.
- Forte, A. & Mitrovica, J. X., 1996. Newinferences of mantle viscosity from joint inversion of long-wavelength mantle convection and post-glacial rebound data., *Geophysical Research Letters*, **23**, 1147–1150.
- Fowler, C., 1990. *The Solid Earth : an introduction to global geophysics*, Cambridge University Press.
- Frank, F., 1968. Curvature of island arcs, *Nature*, **220**, 363.
- Fretsdorff, S., Livermore, R., Devey, C., Leat, P. T., & Stoffers, P., 2002. Helium isotope variations in seafloor basalts from the northwest lau backarc basin : Mapping the influence of the samoan hotspot, *Journal of Petrology*, **43**, 1435–1467.



- Fukao, Y., 1992. Seismic tomogram of the earth's mantle : Geodynamic implications, *Science*, **258**(5082), 625–630.
- Fukao, Y., Widiyantoro, S., & Obayashi, M., 2001. Stagnant slabs in the upper and lower mantle transition region, *Reviews of Geophysics*, **39**(3), 291–323.
- Fullsack, P., 1995. An arbitrary lagrangian-eulerian formulation for creeping flows and its application in tectonic models, *Geophysical Journal International*, **120**, 1–23.
- Funiciello, F., Faccenna, C., Giardini, D., Morra, G., & Regenauer-Lieb, K., 2002. Laboratory models of subduction : Dynamics induced by slab-mantle feedback, *AGU fall meeting*.
- Funiciello, F., Faccenna, C., Giardini, D., & Regenauer-Lieb, K., 2003a. Dynamics of retreating slab : 2. insights from three-dimensional laboratory experiments, *Journal of Geophysical Research*, **108**, 12.
- Funiciello, F., Morra, G., Regenauer-Lieb, K., & Giardini, D., 2003b. Dynamics of retreating slab : 1. insights from two-dimensional numerical experiments, *Journal of Geophysical Research*, **108**.
- Funiciello, F., Faccenna, C., & Giardiniand, D., 2004. Role of lateral mantle flow in the evolution of subduction systems : insights from laboratory experiments, *Geophysical Journal International*, **157**, 1393–1406.
- Funiciello, F., Moroni, M., Piromallo, C., Faccenna, C., Cenedese, A., & Bui, H. A., 2006. Mapping mantle flow during retreating subduction : Laboratory models analyzed by feature tracking, *Journal of Geophysical Research*, **111**.
- Funiciello, F., Faccenna, C., Heuret, A., Lallemand, S., Di Giuseppe, E., & Becker, T. W., 2008. Trench migration, net rotation and slab-mantle coupling, *Earth and Planetary Science Letters*, **271**(1-4), 233–240, 0012-821X doi : DOI : 10.1016/j.epsl.2008.04.006.
- Fytikas, M., Innocenti, F., Manetti, P., Mazzuomi, R., Peccerillo, A., & Villari, L., 1984. Tertiary to quaternary evolution of volcanism in the aegean region, *Geological Society London*, **17**, 687–699.
- Gaherty, J. B. & Hager, B. H., 1994. Compositional vs. thermal buoyancy and the evolution of subducted lithosphere, *Geophysical Research Letters*, **21**.
- Garfunkel, Z., Anderson, C., & Schuber, G., 1986. Mantle circulation and lateral migration of subducted slabs, *Journal of Geophysical Research*, **91**, 7205–7223.

- Gautier, P., Brun, J., Moriceau, R., Sokoutis, D., Martinod, J., & Jolivet, L., 1999. Timing, kinematics and cause of aegean extension : a scenario based on a comparison with simple analogue experiments, *Tectonophysics*, **315**, 31–72.
- Gerya, T., Connolly, J., & Yuen, D., 2008. Why is terrestrial subduction one-sided?, *Geology*, **36**, 43–46.
- Gerya, T. V. & Yuen, D., 2007. Robust characteristics method for modeling multiphase visco-elasto-plastic thermo-mechanical problems, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **163**, 83–105.
- Gerya, T. V., Perchuk, L. L., van Reenen, D. D., & Smit, C. A., 2000. Two-dimensional numerical modeling of pressure-temperature-time paths for the exhumation of some granulite facies terrains in the precambrian, *Journal of Geodynamics*, **30**(1-2), 17–35.
- Gerya, T. V., Yuen, D., & Maresch, W., 2004. Thermomechanical modelling of slab detachment, *Earth and Planetary Science Letters*, **226**, 101–116.
- Giardini, D. & Woodhouse, J. H., 1984. Deep seismicity and modes of deformation in tonga subduction zone, *Nature*, **307**, 505–509, 10.1038/307505a0.
- Giardini, D. & Woodhouse, J. H., 1986. Horizontal shear flow in the mantle beneath the tonga arc, *Nature*, **319**, 551–555, 10.1038/319551a0.
- Giusseppe, E., van Hunen, J., Funiciello, F., Faccenna, C., & Giardini, D., 2008. Slab stiffness control of trench motion : Insights from numerical models, *Geochemistry Geophysics Geosystems*, **9**(2), Q02014.
- Goes, S., Capitanio, F., & Morra, G., 2008. Evidence of lower-mantle slab penetration phases in plate motions., *nature*, **451**, doi :10.1038/nature06691.
- Grand, S. P., 1994. Mantle shear structure beneath the americas and surrounding oceans, *Journal of Geophysical Research*, **99**.
- Grand, S. P., Van der Hilst, R., & Widiyantoro, S., 1997. Global seismic tomography : A snapshot of convection in the earth, *GSA Today*, **7**, 1–7.
- Griffiths, R. W. & Turner, S., 1988. Folding of viscous plumes impinging on a density or viscosity interface, *Geophysical Journal*, **95**(2), 397–419.
- Griffiths, R. W., Hackney, R. I., & Van Der Hilst, R. D., 1995. A laboratory investigation of effects of trench migration on the descent of subducted slabs, *Earth and Planetary Science Letters*, **133**, 1–17.

- Griggs, D., 1972. *The sinking lithosphere and the focal mechanism of deep earthquake*, in *The Nature of the Solid Earth*, edited by E. C. Robertso.
- Gripp, A. E. & Gordon, R. G., 2002. Young tracks of hotspots and current plate velocities, *Geophysical Journal International*, **150**, 321–361.
- Gudmundsson, O. & Sambridge, M., 1998. A regionalized upper mantle (rum) seismic model., *Journal of Geophysical Research*.
- Guillaume, B., Martinod, J., & Espurt, N., 2009. Variations of slab dip and overriding plate tectonics during subduction : Insights from analogue modelling, *Tectonophysics*, **463**, 167–174.
- Guillou-Frottier, L., Buttes, J., & Olson, P., 1995. Laboratory experiments on the structure of subducted lithosphere, *Earth and Planetary Science Letters*, **133**, 19–34.
- Gurnis, M. & Hager, B. H., 1988. Controls of the structure of subducted slabs, *Nature*, **335**, 317–321.
- Hager, B. H., 1984. Subducted slab and the geoid : Constraints on mantle rheology and flow, *Journal of Geophysical Research*, **89**, 6003–6015.
- Hager, B. H. & Clayton, R. W., 1989. Constraints on the structure of mantle convection using seismic observations, flow models, and the geoid., *The fluid Mechanics of Astrophysics and Geophysics*, **4**, 657–763.
- Hager, B. H. & O’Connell, R., 1978. Subduction zone dip angles and flow driven by plate motion, *Tectonophysics*, **50**, 111–133.
- Hager, B. H. & Richards, M. A., 1989. Long wavelength variation in earth’s geoid : physical models and dynamical implications, *Philos. Trans. R. Soc. Lon.*, **328**, 309–327.
- Hager, B. H., O’Connell, R. J., & Raefsky, A., 1983. Subduction, back-arc spreading and global mantle flow, *Tectonophysics*, **99**(2-4), 165–189.
- Hager, B. H., Clayton, R. W., Richards, M. A., Comer, R. P., & Dziewonski, A. M., 1985. Lower mantle heterogeneity, dynamic topography and the geoid, *Nature*, **313**(6003), 541–545.
- Hall, C. E., Fischer, K., & Parmentier, M., 2000. The influence of the plate motions on three-dimensional back arc mantle flow and shear wave splitting, *Journal of Geophysical Research*, **105**, 28009–28933.

- Happel, J. & Brenner, H., 1983. *Low reynolds number hydrodynamics with special applications to particulate media*, Martinus Nijhoff Publishers.
- Harper, J. F., 1975. On the driving forces of plate tectonics, *Geophysical Journal International*, **40**(3), 465–474, 10.1111/j.1365-246X.1975.tb04143.x.
- Hassani, R., Jongmans, D., & Chery, J., 1997. Study of plate deformation and stress in subduction processes using two dimensional numerical models, *Journal of Geophysical Research*, **102**, 17,951–17,965.
- Hess, H., 1962. History of ocean basins, *Scripps Institution of Oceanography Library*.
- Heuret, A. & Lallemand, S., 2005. Plate motions, slab dynamics and back arc deformation, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **149**, 31–51.
- Heuret, A., Funiciello, F., Faccenna, C., & Lallemand, S., 2007. Plate kinematics, slab shape and back-arc stress : A comparison between laboratory models and current subduction zones, *Earth and Planetary Science Letters*, **256**(3-4), 473–483.
- Hirt, C. W., Amsden, A. A., & Cook, J. L., 1974. An arbitrary lagrangean- eulerian computing method for all flow speeds, *Journal of Computational Physics*, **14**, 227–253.
- Honda, S., 1985. Thermal structure beneath tohoku, northeast japan : a case study for understanding the detailed thermal structure of the subduction zone, *Tectonophysics*, **112**(3), 69–102.
- Honda, S., 2009. Numerical simulations of mantle flow around slab edges, *Earth and Planetary Science Letters*, **277**, 112–122.
- Houseman, G. A. & Gubbins, D., 1997. Deformation of subducted oceanic lithosphere, *Geophysical Journal International*, **131**(3), 535–551, 10.1111/j.1365-246X.1997.tb06598.x.
- Hsui, A., 1988. Application of fluid mechanic principles to the study of trench back-arc systems, *Pure and Applied Geophysics Appl. Geophys.*, **128**, 661–681.
- <http://www.globalcmt.org/>, 2009. Global cenyroid moment tensor catalog.
- <http://www.isc.ac.uk/>, 2008. International seismological center.
- <http://www.ngdc.noaa.gov/>, 2009a. Etopo2 database.
- <http://www.ngdc.noaa.gov/>, 2009b. volcano database.

- Husson, L., 2006. Dynamic topography above retreating subduction zones, *Geology*, **34**(9), 741–744.
- Husson, L., Conrad, C. P., & Faccenna, C., 2008. Tethyan closure, andean orogeny, and westward drift of the pacific basin, *Earth and Planetary Science Letters*, **271**, 303–310.
- Husson, L., Brun, J.-P., Yamato, P., & Faccenna, C., 2009. Episodic slab rollback fosters exhumation of hp–uhp rocks, *Geophysical Journal International*.
- Hyndman, R. D., 1972. Plate motions relative to the deep mantle and the development of subduction zones, *Nature*, **238**, 263–265.
- Iaffaldano, G., Bunge, H., & Dixon, T. H., 2006. Feedback between mountain belt growth and plate convergence, *Geology*, **34**, 893–896.
- Ida, Y., 1983. Convection in the mantle wedge above the slab and tectonic processes in subduction zones, *Journal of Geophysical Research*, **88**.
- Isacks, B. & Barazangi, M., 1977. Geometry of benioff zones : Lateral segmentation and downwards bending of the subducted lithosphere, in island arcs, deep sea trenches and back-arc basins, *AGU, Washington*, pp. 99–144.
- Isacks, B. & Molnar, P., 1969. Mantle earthquake mechanisms and the sinking of the lithosphere, *Nature*, **223**.
- Isacks, B. & Molnar, P., 1971. Distribution of stresses in the descending lithosphere from a global survey of focal mechanism solutions of mantle earthquakes., *Review of Geophysics*, **9**, 103–174.
- Isacks, B., Oliver, J., & Sykes, L., 1968. Seismology and the new global tectonics, *Journal of Geophysical Research*, **73**, 5855–5899.
- Jackson, J., 2002. Strength of the continental lithosphere : Time to abandon the jelly sandwich?, *GSA today*.
- Jacoby, W., 1976. Paraffin model experiment of plate tectonics, *Tectonophysics*, **35**, 103–113.
- Jacoby, W. & Schmeling, H., 1982. On the effects of the lithosphere on mantle convection and evolution, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **29**, 305–319.
- Jarrard, R. D., 1986. Relations among subduction parameters, *Reviews of Geophysics*, **24**, 217–284.

- Jarvis, G. T. & Lowman, J. P., 2005. Sinkings slabs below fossil subduction zones, *Physics of the Earth Interiors*, **152**, 103–115.
- Jaupart, C. & Parsons, B., 1985. Convective instabilities in a variable viscosity fluid cooled from above, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **39**, 14–32.
- Jordan, T. H., 1977. Lithospheric slab penetration into the lower mantle beneath the sea of okhots, *Journal of Geophysics*, **43**, 473–496.
- Jordan, T. H. & Lynn, W., 1974. A velocity anomaly in the lower mantle, *Journal of Geophysical Research*, **79**, 2679–2685.
- Kanamori, H., 2001. Energy release in great earthquakes, *Journal of Geophysical Research*, **82**, 2981–2987.
- Karason, H., 2002. *Constraints on Mantle Convection from Seismic Tomography and Flow Modeling*, Ph.d., Massachusetts Institute of Technology.
- Karason, H. & Van der Hilst, R., 2000. *Constraints on mantle convection from seismic tomography.*, vol. 121, In : Richards, M.R., Gordon, R., van der Hilst, R.D. (Eds.), The History and Dynamics of Global Plate Motion.
- Karason, H. & Van der Hilst, R., 2001. Tomographic imaging of the lowermost mantle with differential times of refracted and diffracted core phases (pkp, pai), *Journal of Geophysical Research*, **106**, 6569–6587.
- Karato, S., 1997. On the separation of crustal component from subducted oceanic lithosphere near the 660 km discontinuity, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **99**.
- Karato, S., Riedel, M., & Yuen, D., 2001. Rheological structure and deformation of subducted slabs in the mantle transition zone : implications for mantle circulation and deep earthquakes, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **127**, 83–108.
- Karato, S.-i. & Wu, P., 1993. Rheology of the upper mantle : A synthesis, *Science*, **260**(5109), 771–778.
- Katsura, T. & Ito, E., 1989. The system  $mg_2sio_4 - fe_2sio_4$  at high pressures and temperatures : Precise determination of stabilities of olivine, modified spinel, and spinel, *Journal of Geophysical Research*, **94**, 15663–15670.
- Kawakatsu, H., 1986. Double seismic zones : kinematics., *Journal of Geophysical Research*, **91**, 4811–4825.

- Kendall, J. & Silver, P., 1996. Constraints from seismic anisotropy on the nature of the lowermost mantle, *Nature*, **381**, 409–412.
- Kido, M. & Cadek, O., 1997. Inferences of viscosity from the oceanic geoid : indication of a low viscosity zone below the 660-km discontinuity., *Earth and Planet. Sci. Lett.*, **151**, 125–137.
- Kincaid, C. & Griffiths, R. W., 2003. Laboratory models of the thermal evolution of the mantle during rollback subduction, *Nature*, **425**, 58–62.
- Kincaid, C. & Griffiths, R. W., 2004. Variability in flow and temperatures within mantle subduction zones, *Geochemistry Geophysics Geosystems*, **5**, 10.1029/2003GC000666.
- Kincaid, C. & Olson, P., 1987. An experimental study of subduction and slab migration, *Journal of Geophysical Research*, **92**, 13832–13840.
- Kirby, S. H., S., S., Okal, E. A., & Rubie, D. C., 1996. Metastable mantle phase transformations and deep earthquakes in subducting oceanic lithosphere., *Reviews of Geophysics*, **34**, 261–306.
- Kneller, E. & van Keken, P., 2007. Trench-parallel flow and seismic anisotropy in the mariana and andean subduction systems., *Nature*, **450**, doi :10.1038/nature06429.
- Kohlstedt, D. L., Evans, B., & Mackwell, S., 1995. Strength of the lithosphere : constraints imposed by laboratory experiments, *Journal of Geophysical Research*, **100**, 17587–17602.
- Kreemer, C., Holt, W., & Haines, A., 2003. An integrated global model of present-day plate motions and plate boundary deformation, *Geophysical Journal International*, **154**(1), 8–34, 10.1046/j.1365-246X.2003.01917.x.
- Lallemand, S., Heuret, A., & Boutelier, D., 2005. On the relationships between slab dip, back-arc stress, upper plate absolute motion, and crustal nature in subduction zones, *Geochemistry, Geophysics, Geosystems*, **6**, 10.1029/2005GC000917.
- Lallemand, S., Heuret, A., Faccenna, C., & Funiciello, F., 2008. Subduction dynamics as revealed by trench migration, *Tectonics*, **27**, TC3014.
- Lamb, H., 1932. Hydrodynamics, *Cambridge University Press*, p. 768.
- Lambeck, K. & Johnston, P., 1998. *The viscosity of the mantle : evidence from analysis of glacial-rebound phenomena*, The Earth's Mantle : Composition, Structure and Evolution, Cambridge University Press.

- Landau, L. & Lifchitz, E., 1967. *Mechanique des fluides*, Mir.
- Lay, T., 1994. The fate of descending slabs, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **22**, 33–61.
- Le Pichon, X., 1968. Sea-floor spreading and continental drift, *Journal of Geophysical Research*, **73**, 3661–3697.
- Le Pichon, X., J., F., & Bonnin, J., 1973. Plate tectonics, *Elsevier, Amsterdam*.
- Li, C., van der Hilst, R. D., Engdahl, E. R., & Burdick, S., 2008. A new global model for p wave speed variations in earth's mantle, *Geochemistry Geophysics Geosystems*, **9**, 10.1029/2007GC001806.
- Lithgow-Bertelloni, C. & Richard, G., 1998. The dynamics of cenozoic and mesozoic plate motions, *Review of Geophysics*, **36**, 27–78.
- Loiselet, C., Husson, L., & Braun, J., 2009. From longitudinal slab curvature to slab rheology, *Geology*, **37**(8), 747–750, 10.1130/G30052A.1.
- Long, M. & Silver, P., 2008. The subduction zone flow field from seismic anisotropy : A global view, *Science*, **319**, 315–318.
- Loubet, N., Ribe, N., & Gamblin, Y., 2009. Deformation modes of subducted lithosphere at the core-mantle boundary : An experimental investigation, *Geochemistry Geophysics Geosystems*, pp. 1–19.
- Lucente, F. P., Margheriti, L., Piromallo, C., & Barruol, G., 2006. Seismic anisotropy reveals the long route of the slab through the western-central mediterranean mantle, *Earth and Planetary Science Letters*, **241**, 517–529.
- Lupton, J. E., Arculus, R. J., Greene, R. R., Evans, L. J., & Goddard, C. I., 2009. Helium isotope variations in seafloor basalts from the northwest lau backarc basin : Mapping the influence of the samoan hotspot, *Geophysical Research Letter*, **36**, L17313.
- Mallet, J., 2002. *Geomodeling*, Oxford University Press.
- Manga, M., Stone, H., & O'Connell, R., 1993. The interaction of plume heads with compositional discontinuities in the earth's mantle, *Journal of Geophysical Research*, **98**, 19979–19990.



- Marson-Pidgeon, K. & Savage, M. K., 2004. Modelling shear wave splitting observations from wellington, new zealand, *Geophysical Journal International*, **157**(2), 853–864, 10.1111/j.1365-246X.2004.02274.x.
- Martinod, J., Funiciello, F., Faccenna, C., Labanieh, S., & Regard, V., 2005. Dynamical effects of subducting ridges : insights from 3-d laboratory models, *Geophysical Journal International*, **163**, 1137–1150, doi :10.1111/j.1365-246X.2005.02797.x.
- Marton, F., Bina, C., & S., S., 1999. Effects of slab mineralogy on subduction rates, *Geophysical Research Letters*, **26**, 119–122.
- McKenzie, D. P., 1969. Speculations on the consequences and causes of plate motions, *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, **18**, 1–32.
- McKenzie, D. P., 1977. The initiation of trenches : A finite amplitude instability, *in* : Talwani, M. et Pitman, W.C., (Éds), *Island Arcs, Deep Sea Trenches and Back-arc Basins*, **1**, 57–61.
- McKenzie, D. P. & Parker, R. L., 1967. The north pacific : an example of tectonics on a sphere, *Nature*, **216**(5122), 1276–1280.
- Meade, B. & Conrad, C. P., 2008. Andean growth and the deceleration of south american subduction : Time evolution of a coupled orogen-subduction system, *Earth and Planet. Sci. Lett.*, **2008**, 93–101.
- Medwedeff, D., 1989. Growth fault-bend folding at southeast lose hills, san joaquin valley, california, *Bull. Am. Ass. Petrol. Geol.*, **73**, 54–67.
- Miller, M., Kennett, B., & Toy, V., 2006. Spatial and temporal evolution of the subducting pacific plate structure along the western pacific margin, *Journal of Geophysical Research*, **111**.
- Minear, J. & Toksoz, M., 1970. Thermal regime of a downgoing slab and new global tectonic, *Journal of Geophysical Research*, **75**, 1379–1419.
- Mitrovica, J. X. & Forte, A. M., 1997. Radial profile of mantle viscosity : Results from the joint inversion of convection and postglacial rebound observables, *Journal of Geophysical Research*, **102**, 2751–2769.
- Moresi, L. & Gurnis, M., 1996. Constraints on the lateral strength of slabs from three-dimensional dynamic flow models, *Earth and Planetary Science Letters*, **138**, 15–28.

- Moresi, L. & Solomatov, V., 1998. Thermo-mechanical model of the mantle wedge in central mexican subduction zone and a blob tracing approach for the magma transport, *Geophysical Journal International*, **133**, 669–682.
- Moresi, L., Zhong, S., & Gurnis, M., 1996. The accuracy of finite element solutions of stokes' flow with strongly varying viscosity, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **97**, 83–94.
- Moresi, L., Dufour, F., & Muhlhaus, H. B., 2003. A lagrangian integration point finite element method for large deformation modeling of viscoelastic geomaterials, *Journal Of Computational Physics*, **184**, 476–497.
- Morgan, W. J., 1968. Rises, trenches, great faults, and crustal blocks, *Journal of Geophysical Research*, **73**, 10.1029/JB073i006p01959.
- Morra, G. & Regenauer-Lieb, K., 2006. A coupled solid-fluid method for modeling subduction, *Philosophical Magazine and Philosophical Magazine Letters*, pp. 1–22.
- Morra, G., Regenauer-Lieb, K., & Giardini, D., 2006. Curvature of oceanic arcs, *Geology*, **34**(10), 877–880.
- Morra, G., Chatelain, P., Tackley, P., & Koumoutsakos, P., 2008. Earth curvature effects on subduction morphology : Modeling subduction in a spherical setting, *Acta Geotechnica*.
- Moucha, R., Forte, A. M., Mitrovica, J. X., & Daradich, A., 2007. Lateral variations in mantle rheology : implications for convection related surface observables and inferred viscosity models, *Geophysical Journal International*, **169**(1), 113–135.
- Muller, C., Bayer, B., Eckstaller, A., & Miller, H., 2008. Mantle flow in the south sandwich subduction environment from source-side shear wave splitting, *Geophysical Research Letters*, **35**.
- Muller, R., Roest, W., Royer, J., Gahagan, L., & Sclater, J., 1997. Digital isochrons of the world,Äôs ocean floor., *Journal of Geophysical Research*, **104**, 3211–3214.
- Müller, R., Sdrolias, M., Gaina, C., & Roest, W., 2008. Age, spreading rates, and spreading asymmetry of the world's ocean crust., *Geochemistry Geophysics Geosystemes*, **9**, Q04006.
- Nur, A. & Ben-Avraham, Z., 1982. Oceanic plateaus, the fragmentation of continents, and mountain building, *Journal of Geophysical Research*, **87**, 3644–Äì3661.

- O'Driscoll, L. J., Humphreys, E., & Saucier, F., 2009. Subduction adjacent to deep continental roots : Enhanced negative pressure in the mantle wedge, mountain building and continental motion, *Earth and Planetary Science Letters*, **280**, 61–70.
- Olbertz, D., Wortel, M. J. R., & Hansen, U., 1997. Trench migration and subduction zone geometry, *geophysical research letters*, **24**, 221–224.
- Olson, P. & Singer, H., 1985. Creeping plumes, *Journal of Fluid Mechanics Digital Archive*, **158**(-1), 511–531.
- O'Neill, C., Muller, D., & Steinberger, B., 2005. On the uncertainties in hot spot reconstructions and the significance of moving hot spot reference frames, *Geochemistry Geophysics Geosystems*, **6**.
- Orowan, E., 1965. Convection in a non-newtonian mantle, continental drift, and mountain building, *Philos. Trans. R. Soc. London A*, **258**, 284–313.
- Peacock, S. A., 1990. Fluid processes in subduction zones, *Science*, **248**(4953), 329–337.
- Pearce, J. A., Leat, P. T., Barker, P. F., & Millar, I. L., 2001. Geochemical tracing of pacific-to-atlantic upper mantle flow through the drake passage, *Nature*, **410**, 457–461, 10.1038/35068542.
- Peltier, W., 1996. Mantle viscosity and ice-age ice sheet tomography, *Science*, **273**, 1359–1364.
- Piromallo, C. & Morelli, A., 2003. P wave tomography of the mantle under the alpine-mediterranean area, *Journal of Geophysical Research*, **108**.
- Piromallo, C., Becker, T. W., Funiciello, F., & Faccenna, C., 2006. Three-dimensional instantaneous mantle flow induced by subduction, *Geophysical Research Letters*, **33**.
- Pozrikidis, C., 1992. *Boundary integral and singularity methods for linearized viscous flow*, Cambridge University Press.
- Puspito, N. T., Yamanaka, Y., Miyatake, T., Shimazaki, K., & Hirahara, K., 1993. Three-dimensional p-wave velocity structure beneath the indonesian region, *Tectonophysics*, **220**(1-4), 175–192, 0040-1951 doi : DOI : 10.1016/0040-1951(93)90230-H.
- Pysklywec, R., Beaumont, C., & Fullsack, P., 2002. Lithospheric deformation during the early stages of continental collision : Numerical experiments and comparison with south island, new zealand, *Journal of Geophysical Research*, **107**.

- Ranalli, G., 1995. *Rheology of the Earth*, Chapman and Hall London.
- Reddy, J., 1993. An evaluation of equivalent-single-layer and layerwise theories of composite laminates, *Composite Structures*, **25**, 21–35.
- Regenauer-Lieb, K., 2006. Water and geodynamics, water in nominally anhydrous minerals., *Reviews in Mineralogy and Geochemistry*.
- Regenauer-Lieb, K. & D., Y., 2004. Positive feedback of interacting ductile faults from coupling of equation of state, rheology and thermal-mechanics, *Phys.Earth Planet.Inter.*, **142**, 113–135.
- Regenauer-Lieb, K. & Kohl, T., 2003. Water solubility and diffusivity in olivine : its role in planetary tectonics, *Mineralogical Magazine*, **67**, 697–715.
- Ren, Y., Stutzmann, E., van der Hilst, R. D., & Besse, J., 2007. Understanding seismic heterogeneities in the lower mantle beneath the americas from seismic tomography and plate tectonic history, *Journal of Geophysical Research*, **112**, B01302.
- Ribe, N. M., 2003. Periodic folding of viscous sheets, *Physical Review Letters*, **E68**(036305), DOI : 10.1103.
- Ribe, N. M., Stutzmann, E., Ren, Y., & van der Hilst, R., 2007. Buckling instabilities of subducted lithosphere beneath the transition zone, *Earth and Planetary Science Letters*, **254**(1-2), 173–179, 0012-821X doi : DOI : 10.1016/j.epsl.2006.11.028.
- Ricard, Y., Richards, M., Lithgow-Bertelloni, C., & Stunff, Y. L., 1993. A geodynamic model of mantle density heterogeneity, *Journal of Geophysical Research*, **98**, 21895–21909.
- Richards, M. A. & Davies, G., 1989. On the separation of relatively buoyant components from subducted lithosphere., *Geophysical Research Letters*, **16**, 831–843.
- Richards, M. A. & Hager, B. H., 1984. Geoid anomalies in a dynamic earth, *Journal of Geophysical Research*, **89**.
- Richardson, R., 1992. Ridge forces, absolute plate motion and the intraplate stress., *Journal of Geophysical Research*, **97**, 11739–11748.
- Richter, F. M., 1979. Focal mechanisms and seismic energy release of deep and intermediate earthquakes in the tonga-kermadec region and their bearing on the depth extent of mantle flow, *Journal of Geophysical Research*, **84**.

- Riedel, M. & Karato, S., 1997. Grain-size evolution in subducted oceanic lithosphere associated with the olivine-spinel transformation and its influence on rheology, *Earth and Planetary Science Letters*, **148**.
- Romanowics, B., 2003. Global mantle tomography : Proress status in the last 10 years., *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **31**, 303–328.
- Royden, L. H. & Husson, L., 2006. Trench motion, slab geometry and viscous stresses in subduction systems, *Geophysical Journal International*, **167**, 881–905.
- Royden, L. H. & Husson, L., 2009. Subduction with variations in slab buoyancy : Models and application to the banda and apennine systems, *Subduction Zone Geodynamics*.
- Russo, R. M., 1994. Trench-parallel flow beneath the nasca plate from seismic anisotropy, *Science*, **263**, 1105–1111.
- Samowitz, I. & Forsyth, D., 1981. Double seismic zone beneath the mariana island arc., *Journal Geophysical Research*, **86**, 7013–7021.
- Schearer, P., 1993. Global mapping of upper mantle reflectors from long-period s waves., *Geophysical Journal International*, **115**, 878–904.
- Schellart, W., 2009. Evolution of the slab bending radius and the bending dissipation in three-dimensional subduction models with a variable slab to upper mantle viscosity ratio, *Earth and Planetary Science Letters*, **in press**.
- Schellart, W. P., 2004. Kinematics of subduction and subduction-induced flow in the upper mantle, *Journal of Geophysical Research*, **109**.
- Schellart, W. P., 2005. Influence of the subducting plate velocity on the geometry of the slab and migration of the subduction hinge, *Earth and Planetary Science Letters*, **231**, 197–219.
- Schellart, W. P., 2007. The potential influence of subduction zone polarity on overriding plate deformation, trench migration and slab dip angle, *Tectonophysics*, **445**(3-4), 363–372, 0040-1951 DOI : 10.1016/j.tecto.2007.09.009.
- Schellart, W. P., 2008. Kinematics and flow patterns in deep mantle and upper mantle subduction models : Influence of the mantle depth and slab to mantle viscosity ratio, *Geochemistry Geophysics Geosystemes*, **9**, 10.1029/2007GC001656.

- Schellart, W. P., Freeman, J., Stegman, D. R., Moresi, L., & May, D., 2007. Evolution and diversity of subduction zones controlled by slab width, *Nature*, **446**(7133), 308–311, 0028-0836 10.1038/nature05615 10.1038/nature05615.
- Schmeling, H., Monz, R., & Rubie, D., 1999. The influence of olivine metastability on the dynamics of subduction., *Earth Planet. Sci. Lett.*, **165**, 55–66.
- Scholz, C. & Campos, J., 1995. On the mechanism of seismic decoupling and back arc spreading at subduction zones, *Journal of Geophysical Research*, **100**.
- Silver, P., Carlson, R., & Olson, P., 1988. Deep slabs, geochemical heterogeneity and the large-scale structure of mantle convection : investigation of an enduring paradox., *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, **16**, 477–541.
- Sleep, N., 1975. Stress and flow beneath island arcs, *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, **42**(3), 827–857, 10.1111/j.1365-246X.1975.tb06454.x.
- Smith, G. P., Wiens, D. A., Fischer, K. M., Dorman, L. M., Webb, S. C., & Hildebrand, J. A., 2001. A Complex Pattern of Mantle Flow in the Lau Backarc, *Science*, **292**(5517), 713–716.
- Spakman, W., van der Lee, S., & van der Hilst, R., 1993. Travel-time tomography of the european-mediterranean mantle down to 1400 km, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **79**(1-2), 3–74.
- Stefanik, M. & Jurdy, D. M., 1992. Stress observations and driving force models for the south american plate, *Journal of Geophysical Research*, **97**, 11905–11913.
- Stegman, D. R., Freeman, J., Schellart, W. P., Moresi, L., & May, D., 2006. Influence of trench width on subduction hinge retreat rates in 3-d models of slab rollback, *Geochimistry Geophysics Geosystems*, **7**.
- Stein, S. & Stein, C., 1996. Thermo-mechanical evolution of oceanic lithosphere : Implication for the subduction process and deep earthquake, *American Geophysical Union*.
- Steinberger, B., Sutherland, R., & O'Connell, R. J., 2004. Prediction of emperor-hawaii seamount locations from a revised model of global motion and mantle flow, *Nature*, **430**, 167–173.
- Stuwe, K., 1959. *Geodynamics of the lithosphere. An introduction*, Springer.

- Tackley, P. J., 1993. Effects of strongly temperature-dependent viscosity on time-dependent, three-dimensional models of mantle convection, *Geophysical Research Letters*, **20**.
- Tackley, P. J., 2000. Mantle convection and plate tectonics : Toward an integrated physical and chemical theory., *Science*, **288**, 2002–2007.
- Tagawa, M., Nakakuki, T., & Tajima, F., 2007. Dynamical modeling of trench retreat driven by the slab interaction with the mantle transition zone, *Earth Planets Space*, **59**, 65–74.
- Tajima, F. & Grand, S. P., 1995. Evidence of high velocity anomalies in the transition zone associated with southern kurile subduction zone, *Geophysical Research Letters*, **22**.
- Tajima, F. & Grand, S. P., 1998. Variation of transition zone high-velocity anomalies and depression of 660 km discontinuity associated with subduction zones from the southern kuriles to izu-bonin and ryukyu, *Journal of Geophysical Research*, **103**.
- Tao, W. C. & O’Connell, R. J., 1992. Ablative subduction : A two-sided alternative to the conventional subduction model, *Journal of Geophysical Research*, **97**.
- Tao, W. C. & O’Connell, R. J., 1993. Deformation of a weak subducted slab and variation of seismicity with depth, *Nature*, **361**(6413), 626–628, 10.1038/361626a0 10.1038/361626a0.
- Tommasi, A., 1996. Seismic anisotropy in ocean basins : Resistive drag of the sublithospheric mantle ?, *Geophysical Research Letters*, **23**.
- Tovish, A. & Schubert, G., 1978. Island arc curvature, velocity of convergence and angle of subduction., *Geophysical Research Letters*, **5**, 329–332.
- Turcotte, D. & Schubert, G., 1982. *Mantle Convection in the Earth and Planets*, John Wiley and Sons, New York.
- Turner, M., Clough, R., Martin, H., & Topp, L., 1956. Stiffness and deflection analysis complex structures, *J. Aero. Sc.*, **23**, 805–823.
- van der Hilst, R., 1995. Complex morphology of subducted lithosphere in the mantle beneath the tonga trench, *Nature*, **374**(6518), 154–157, 10.1038/374154a0 10.1038/374154a0.

- van der Hilst, R. & Seno, T., 1993. Effects of relative plate motion on the deep structure and penetration depth of slabs below the izu-bonin and mariana island arcs, *Earth and Planetary Science Letters*, **120**(3-4), 395–407, 0012-821X doi : DOI : 10.1016/0012-821X(93)90253-6.
- van der Hilst, R. & Widiyantoro, S., 1997. Evidence for deep mantle circulation from global tomography, *Nature*, **386**, 578–584.
- van der Hilst, R. D. & Karason, H., 1999. Compositional heterogeneity in the bottom 1000 kilometers of earth's mantle : Toward a hybrid convection model, *Science*, **283**(5409), 1885–1888.
- van Hunen, J., van den Berg, A., & Vlaar, N., 2000. A thermo-mechanical model of horizontal subduction below an overriding plate, *Earth and Planetary Science Letters*, **182**, 157–169.
- Vassiliou, M. S. & Hager, B. H., 1988. Subduction zone earthquakes and stress in slabs, *Pageophysics*, **128**, 574–624.
- Vassiliou, M. S., Hager, B. H., & Raefsky, A., 1984. The distribution of earthquakes with depth and stress in subducting slabs, *Journal of Geodynamics*, **1**(1), 11–28.
- Vaughan, P. & Coe, R., 1981. Creep mechanisms in mg2geo4 : effects of a phase transition, *Journal of Geophysical Research*, **86**.
- Vinnik, L., Makeyeva, L., Milev, A., & Usenko, A., 1992. Global patterns of azimuthal anisotropy and deformations in the continental mantle,, *Geophysical Journal International*, **111**, 433–447.
- Weijermars, R., 1986. Flow behavior and physical chemistry of bouncing putties and related polymers in view of tectonic laboratory application, *Tectonophysics*, **124**, 325–358.
- Weijermars, R. & Schmeling, H., 1986. Scaling of newtonian and non newtonian fluid dynamics without inertia for quantitative modelling of rock flow due to gravity (including the concept of rheological similarity), *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, **43**, 316–330.
- Wessel, P. & Smith, W. H. F., 1991. Free software helps map and display data, *EOS Trans. AGU*, **72**, 445–446.



- Widiyantoro, S. & van der Hilst, R., 1996. Structure and evolution of lithospheric slab beneath the sunda arc, indonesia, *Science*, **271**(5255), 1566–1570, 10.1126/science.271.5255.1566.
- Wortel, M. & Vlaar, N., 1988. Subduction zone seismicity and the thermo-mechanical evolution of downgoing lithosphere, *Pure and Applied Geophysics*, **128**, 625–659.
- Wortel, M. J. R. & Spakman, W., 2000. Subduction and slab detachment in the mediterranean-carpathian region, *Science*, **290**, 1910–1917.
- Wu, B., Conrad, C. P., Heuret, A., Lithgow-Bertelloni, C., & Lallemand, S., 2008. Reconciling strong slab pull and weak plate bending : The plate motion constraint on the strength of mantle slabs, *Earth and Planetary Science Letters*, **272**(1-2), 412–421, 0012-821X doi : DOI : 10.1016/j.epsl.2008.05.009.
- www.gm.univ montp2.fr/splitting/DB, 2009. The shear-wave splitting database.
- Yamaoka, K., Fukao, Y., & Kumazawa, M., 1986. Spherical shell tectonics : effects of sphericity and inextensibility on the geometry of the descending lithosphere, *Review of Geophysics*, **24**, 27–53.
- Yamato, P., Agard, P., Burov, B., Le Pourhiet, L., Jolivet, L., & Tiberi, C., 2007. Burial and exhumation in a subduction wedge : Mutual constraints from thermomechanical modeling and natural p-t-t data (schistes lustrés, western alps), *Journal of Geophysical Research*, **112**, B07410.
- Yamato, P., Husson, L., Braun, J., Loiselet, C., & Thieulot, C., 2009. Influence of surrounding plates on 3d subduction dynamics, *Geophysical Research Letters*, **36**, L07303, doi :10.1029/2008GL036042.
- Yoshioka, S. & Wortel, M. J. R., 1995. Three-dimensional numerical modeling of detachment of subducted lithosphere, *Journal of Geophysical Research*, **100**.
- Zhang, Z. T., 1985. Geologic characteristics of the altyn tagh (in chinese), *Bull. Xian Inst. Geol. Chin. Acad. Geol. Sci.*, **9**, 19–32.
- Zhao, D., Xu, Y., Wiens, D. A., Dorman, L. M., Hiderbrand, J., & Webb, S. C., 2007. Depth extent of the lau back-arcs preadings center and its relation to subduction processes, *Science*, **278**, 254–257.

- Zhong, S. & Davies, G. F., 1999. Effects of plate and slab viscosities on the geoid, *Earth and Planetary Science Letters*, **170**(4), 487–496, 0012-821X doi : DOI : 10.1016/S0012-821X(99)00124-7.
- Zhong, S. & Gurnis, M., 1994. Controls on trench topography from dynamic models of subducted slabs, *Journal of Geophysical Research*, **99**, 15683–15695.
- Zhong, S. & Gurnis, M., 1995. Toward a realistic simulation of plate margins in mantle convection, *Geophysical Research Letters*, **22**, 981–984.
- Zhong, S. & Gurnis, M., 1996. Interaction of weak faults and non-newtonian rheology produces plate tectonics in a 3d model of mantle flow, *Nature*, **383**, 245–247, 10.1038/383245a0 10.1038/383245a0.
- Zhong, S. & Gurnis, M., 1997. Dynamic interaction between tectonic plates, subducting slabs, and the mantle, *Earth Interactions*, **1**, 1–18.
- Zhou, H.-W., 1988. How well can we resolve the deep seismic slab with seismic tomography?, *Geophysical Research Letters*, **15**.

# Table des figures

1.1	<b>Carte de la distribution mondiale</b> (A) de la répartition du volcanisme (d'après la base de données de ( <a href="http://www.ngdc.noaa.gov/">http://www.ngdc.noaa.gov/</a> , 2009b) et (B) de la répartition des séismes de magnitude $> 5.0$ (B) (d'après la base de données de Engdahl et al. (1998)). . . . .	22
1.2	<b>Carte topographique des fonds des océans</b> (d'après la base de donnée <i>etopo2</i> ( <a href="http://www.ngdc.noaa.gov/">http://www.ngdc.noaa.gov/</a> , 2009a)). . . . .	23
1.3	<b>Exemple d'une zone de subduction : les Mariannes.</b> (A) Carte topographique. (B) Profil topographique. (d'après le logiciel <i>GeoMap</i> ). . . . .	24
1.4	<b>Distribution géographique des séismes et profils sismiques</b> au niveau des zones de subduction (A) des Aléoutiennes et (B) des Kermadec (d'après la base de données de ISC ( <a href="http://www.isc.ac.uk/">http://www.isc.ac.uk/</a> , 2008)). . . . .	25
1.5	<b>Modélisation de panneaux plongeants en trois dimensions.</b> . . . .	26
1.6	<b>Des mécanismes au foyer à l'interprétation de l'état de contrainte à l'intérieur du panneau plongeant au niveau de la zone de subduction de Java.</b> . . . .	27
1.7	<b>Carte de représentation de tomographie sismique au niveau de la zone de subduction Hellénique.</b> . . . .	29
1.8	<b>Vue 3D du panneau plongeant</b> . . . . .	31
1.9	<b>Description des principales forces responsables de la dynamique au niveau des zones de subduction</b> (modifiée d'après (Forsyth & Uyeda, 1975; Chapple & Tullis, 1977)). . . . .	32
1.10	<b>Visualisation de quelques zones de subduction par tomographie sismique en onde P</b> (d'après (Karason & Van der Hilst, 2000)). . . . .	40
1.11	<b>Représentation schématique des comportements rhéologiques</b> (A) élastique, (B) visqueuse et (C) visco-élastique (modèle de Maxwell) (d'après (Ranalli, 1995)) . . . . .	43
1.12	<b>Profil rhéologique (taux de déformation-contrainte) d'un fluide</b> (modifié de Ranalli (1995)). (A) À comportement newtonien et (B) non newtonien. $\mu$ est la viscosité dynamique. . . . .	45
1.13	<b>Géométrie (A) et triangulation d'une surface (B), initialement plate, après avoir été soumise à un champ de vitesse périodique et incompressible</b> (d'après Braun et al. (2008)), . . . . .	52
1.14	<b>Le cube unitaire découpé en octree</b> , une construction hiérarchique régulière mais non uniforme, utilisé par DOUAR (Braun et al., 2008). . . . .	53
1.15	<b>Le cluster composé de 64 noeuds basé à Géosciences Rennes</b> , et utilisé pour la majorité des calculs des modèles présentés dans cette thèse. . . . .	54

1.16	<b>Organigramme de la structure du code DOUAR (Braun et al., 2008)</b>	55
1.17	<b>Convergence de la solution en fonction du niveau <math>L</math> utilisé. Le paramètre testé est le volume de la plaque.</b>	56
1.18	<b>Vitesses de migration des fosses en fonction de l'âge de la croûte oceanique.</b>	59
1.19	<b>Modèle analogique (d'après Faccenna et al. (2001b)).</b>	62
1.20	<b>Cinématique d'une lithosphère en subduction dans le manteau.</b>	64
1.21	<b>Illustration schématique 3D d'une lithosphère en subduction, incluant les différents modes de subduction et les flux mantelliques associés (modifiée d'après Kincaid &amp; Griffiths (2004)).</b>	67
1.22	<b>Un exemple d'un <i>setup</i> pour une plaque en translation (mode II) dans le manteau supérieur et les variables adimensionnées.</b>	68
1.23	<b>Mode de subduction (conditions limites)</b>	69
1.24	<b>Modèle des composantes des flux induits par la translation horizontale (mode II) de la plaque dans le manteau superieur</b>	70
1.25	<b>Répartition du taux d'énergie dissipée dans le manteau supérieur pour les mode I, II et III.</b>	71
2.1	<b>Courbure longitudinale des panneaux plongeants</b>	76
2.2	<b>Évolution de la déformation longitudinale d'un slab en retrait dans le manteau supérieur.</b>	77
2.3	<b>Mise en évidence du flux toroïdal par les données géophysiques. Exemple des zones de subductions Hellénique et Calabre.</b>	87
2.4	<b>Modèle du retrait du slab hellénique</b>	88
2.5	<b>Mise en évidence du flux toroïdal par les données les données géochimiques (A et B) et leur interprétation (C) au niveau de la zone de subduction de Tonga. (d'après la base de données de Lupton et al. (2009)).</b>	90
3.1	<b>Comportement de la lithosphère à proximité de la discontinuité à 660 km.</b>	96
3.2	<b>Silicone mélangée aux particules fines.</b>	99
3.3	<b>Plaques fines utilisées pour les expériences.</b>	100
3.4	<b>Rhéomètre type Bohlin-VOR en configuration plan-plan.</b>	101
3.5	<b>Profils rhéologiques</b>	102
3.6	<b>Protocole expérimental d'enregistrement</b>	104
3.7	<b><i>Set up</i> des expériences numériques.</b>	106
3.8	<b>Modèle analogique - Expérience 1.</b>	108
3.9	<b>Modèle numérique - Expérience 1.</b>	109
3.10	<b>Évolution d'une plaque visqueuse déformable (en haut) et isovisqueuse (en bas) plongeant dans un fluide visqueux.</b>	110
3.11	<b>Évolution d'une plaque isovisqueuse - expérience numérique</b>	111
3.12	<b>Evolution de la formation de la méduse en fonction du contraste de densité</b>	115

# Liste des tableaux

3.1	Tableau des paramètres des expériences. . . . .	98
3.2	Tables des paramètres des expériences numériques. . . . .	106